



# Comportement du superalliage monocristallin AM1 sous sollicitations cycliques

Fabienne Hanriot

## ► To cite this version:

Fabienne Hanriot. Comportement du superalliage monocristallin AM1 sous sollicitations cycliques. Matériaux. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1993. Français. NNT : . pastel-00001531

**HAL Id: pastel-00001531**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001531>**

Submitted on 6 Aug 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE  
DES MINES DE PARIS**

# **THESE**

présentée par

**Fabienne HANRIOT**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR**

en

**Sciences et Génie des Matériaux**

**"Comportement du superalliage monocristallin AM1 sous  
sollicitations cycliques"**

**Soutenue le 25 mai 1993**

**devant le jury composé de**

<b>MM.</b>	<b>J. De FOUQUET</b>	<b>Président</b>
	<b>N. BEAUDE</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>M. CLAVEL</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>D. NOUAILHAS</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. DUPEUX</b>	<b>Examineur</b>
	<b>L. RÉMY</b>	<b>Directeur de Thèse</b>
	<b>G. CAILLETAUD</b>	<b>Directeur de Thèse</b>



*A Lucien,*

*A mes parents.*





## *Remerciements*

Ce travail a été effectué au Centre Pierre-Marie FOURT de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris dirigé par Monsieur J-P TROTTIER.

J'exprime ma plus vive reconnaissance à Monsieur J. DE FOUQUET de l'ENSMA de Poitiers pour avoir présidé cette thèse.

Je remercie Messieurs N. BEAUDE de la société SNECMA et M. CLAVEL de l'Université Technologique de Compiègne pour s'être si bien acquittés de leur tâche de rapporteurs scientifiques.

Je remercie également très sincèrement : Madame D. NOUAILHAS de l'ONERA pour les discussions passionnantes que nous avons eues ensemble, et Monsieur M. DUPEUX de l'Institut Polytechnique de Grenoble, pour tout le savoir "Résistance des Matériaux" qu'il m'a transmis lors de ma formation d'ingénieur.

Je salue tout particulièrement l'esprit d'équipe des groupes "Microstructure et Propriétés Mécaniques" et "Simulation Numérique". Tout mon savoir "monocristal", je le dois à E. FLEURY et A. DEFRESNE; je remercie pour leur aide matérielle et amicale : H. BURLET, L. MERIC, P. BERNEDE, K. SAI, J. LEGAIT, A. KOSTER, E. VASSEUR, J. GRISON, E. CHATAIGNER, L. ESPIE, S. FOREST, N. LEGRAND . J'ai également fort apprécié le support technique et la gentillesse de C. BECHEMIN, F. DI RIENZO et Y. ROSELIE. Que les chercheurs et les techniciens reçoivent très sincèrement toute ma gratitude et ma sympathie.

Cette étude n'aurait pas été possible sans l'appui financier de la Direction des Recherches, Etudes et Techniques et sans le partenariat de la société SNECMA. Je tiens à remercier particulièrement P. POUBANNE et A. DE BUSSAC, pour leur aide dans cette étude et leur amitié.

Sans oublier D. AYRAULT qui a réalisé l'étude en microscopie à transmission, et P. PILVIN pour son efficace et sympathique contribution en simulation numérique; V. MATOS pour le secrétariat et H. BEAUGENDRE pour son imprimante; L. MILLEREAUX pour avoir réalisé les photographies de ce document, le personnel de l'atelier pour leur disponibilité et grâce à qui tout devient possible : qu'ils trouvent tous ici l'expression de ma reconnaissance.

Enfin je tiens à exprimer ma vive admiration, et ma reconnaissance à Messieurs L. REMY et G. CAILLETAUD, pour m'avoir prodigué de nombreux conseils et encouragements au cours de ma thèse.



# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>3</b>
<b>CHAPITRE I.....</b>	<b>6</b>
<b>TECHNIQUES EXPERIMENTALES .....</b>	<b>6</b>
<b>I.1. Le monocristal de l'étude. ....</b>	<b>7</b>
<b>I.2. Principe des essais mécaniques.....</b>	<b>9</b>
I.2.1. Essais isothermes oligocycliques.....	9
I.2.2. Essais cycliques anisothermes. ....	11
<b>I.3. Techniques d'observation. ....</b>	<b>12</b>
I.3.1. Caractérisation cristallographique des monocristaux. ....	12
I.3.1.1. L'analyse par la méthode de Laüe. ....	12
I.3.1.2. L'analyse au goniomètre de texture. ....	12
I.3.2. Observations microstructurales. ....	12
I.3.3. Analyse des bandes de glissement et identification des systèmes actifs. ....	13
I.3.3.1. Identification des plans de glissement.....	13
I.3.3.2. Identification des directions de glissement. ....	14
<b>CHAPITRE II .....</b>	<b>16</b>
<b>COMPORTEMENT EXPERIMENTAL DE L'AM1 .....</b>	<b>16</b>
<b>II.1. Comportement cyclique de l'AM1 à 650°C.....</b>	<b>18</b>
II.1.1. Réponse mécanique.....	18
II.1.1.1. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique.....	18
II.1.1.2. Dissymétrie traction - compression et microplasticité. ....	19
II.1.2. Modes de déformation.....	25
II.1.2.1. Hétérogénéité de la déformation.....	25
II.1.2.2. Influence du sens de sollicitation sur la localisation de la déformation.....	25
II.1.2.3. Modes de déformation lorsque la déformation inélastique s'accumule.....	26
II 1.3. Monocristaux de MAR-M200 : Comportement de l'orientation [111]. ....	31

II.1.3.1. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique. ....	31
II.1.3.2. Modes de déformation. ....	32
<b>II.2. Comportement cyclique de l'AM1 à 20°C. ....</b>	<b>34</b>
II.2.1. Réponse mécanique. ....	34
II.2.1.1. Instabilités de déformation cas de l'orientation proche de [001] (X2530BT). ....	34
II.2.1.2. Influence de l'orientation cristallographique. ....	34
II.2.1.3. Dissymétrie traction-compression. ....	35
II.2.2. Modes de déformation. ....	38
II.2.2.1. Déformation de l'orientation [001](X2530BT). ....	38
II.2.2.2. Déformation de l'orientation proche de [111] (X2516B). ....	41
<b>II.3. Comportement cyclique de l'AM1 à haute température. ....</b>	<b>43</b>
<u>II.3.1. Comportement cyclique de l'AM1 à 950°C. ....</u>	<u>43</u>
II.3.1.1. Réponse mécanique. ....	43
II.3.1.1.a. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique. ....	43
II.3.1.1.b. Influence de la vitesse et d'un temps de maintien sur la réponse cyclique. ....	45
II.3.1.2. Modes de déformation. ....	47
II.3.1.2.a. Orientations proches de [001]. ....	47
II.3.1.2.b. Orientations proches de [101] et [213]. ....	48
II.3.1.2.c. Orientations proches de [111]. ....	49
<u>II.3.2. Comportement cyclique de l'AM1 à 1100°C. ....</u>	<u>51</u>
II.3.2.1. Réponse mécanique. ....	52
II.3.2.1.a. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique. ....	52
II.3.2.1.b. Influence de la vitesse et d'un temps de maintien sur la réponse cyclique. ....	53
II.3.2.2. Modes de déformation. ....	53
II.3.2.2.a. Déformation de l'éprouvette X2523B ([111]). ....	54
II.3.2.2.b. Evolution microstructurale. ....	54

<b>CHAPITRE III.....</b>	<b>58</b>
<b>MODELISATION DU COMPORTEMENT ISOTHERME .....</b>	<b>58</b>
<b>III.1. Généralités. ....</b>	<b>59</b>
III.1.1. Approche multi-critères. ....	60
III.1.2. Approches quasi-physiques. ....	61
III.1.3. Approche cristallographique phénoménologique. ....	64
III.1.4. Approche macroscopique phénoménologique. ....	66
<b>III.2. Le modèle utilisé. ....</b>	<b>71</b>
III.2.1. Généralités. ....	71
III.2.2. Formulation de la loi de comportement viscoplastique. ....	72
III.2.3. Discussion. ....	77
III.2.4. Corrélation avec les modèles macroscopiques. ....	79
<b>III.3. Identification sur un élément de volume .....</b>	<b>83</b>
III.3.1. Définition de classes de paramètres. ....	83
III.3.1.1. Cas de la température. ....	83
III.3.1.2. Cas de l'anisotropie inélastique. ....	83
III.3.1.3. Cas de la viscosité. ....	84
III.3.1.4. Cas de l'écrouissage isotrope. ....	85
III.3.1.5. Cas de l'écrouissage cinématique. ....	85
III.3.1.6. Cas des interactions entre systèmes. ....	86
<b>III.4. Simulations isothermes. ....</b>	<b>89</b>
III.4.1. Choix des repères et des variables d'identification .....	89
III.4.2. Choix des coefficients matériau. ....	90
III.4.3. Simulations sur des orientations proches de [001] et [111]. ....	92
III.4.3.1. Réponse mécanique. ....	92
III.4.3.2. Comparaison des systèmes activés. ....	93
III.4.3.3. Evolution des diverses contributions du modèle. ....	95
III.4.4. Prévisions réalisées sur des orientations proches de [101] et [213]. ....	95
III.4.4.1. Réponse mécanique. ....	95
III.4.4.2. Comparaison des systèmes activés. ....	96
III.4.3.3. Evolution des diverses contributions du modèle. ....	97

<b>CHAPITRE IV .....</b>	<b>98</b>
<b>MODELISATION DU COMPORTEMENT ANISOTHERME.....</b>	<b>98</b>

<b>IV.1. Chargement anisotherme.....</b>	<b>99</b>
<b>IV.2. Lissage des coefficients avec la température.....</b>	<b>100</b>
<b>IV.3. Evolution des coefficients avec la température.....</b>	<b>101</b>
IV.3.1. Evolution des cissions résolues critiques. ....	101
IV.3.2. Evolution de l'écrouissage cinématique .....	101
IV.3.3. Evolution de la viscosité. ....	102
<b>IV.4. Prévisions anisothermes.....</b>	<b>103</b>
IV.4.1. Réponse mécanique. ....	103
IV.4.2. Comparaison des systèmes activés. ....	104
IV.4.3. Evolution des diverses contributions du modèle. ....	106

<b>CONCLUSION et PERSPECTIVES .....</b>	<b>109</b>
---	------------

<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>112</b>
--	------------

## **ANNEXES**

### **ANNEXE A1**

Bibliographie sur le glissement cubique

### **ANNEXE A2**

Bibliographie sur le comportement à haute température

### **ANNEXE A3**

Comportement expérimental en traction-torsion

### **ANNEXE A4**

Sidolo

### **ANNEXE A5**

Remarques sur l'écrouissage latent

### **ANNEXE A6**

Test sur les conditions de chargement

Symbole	Signification
$\{hkl\}$	plan cristallographique général
$\langle hkl \rangle$	direction cristallographique générale
$(hkl)$	plan cristallographique particulier
$[hkl]$	direction cristallographique particulière

notation de Schmid et Boas (1935)	système octaédrique
B 4	$(111)[\bar{1}01]$
B 2	$(111)[0\bar{1}1]$
B 5	$(111)[\bar{1}10]$
D 4	$(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$
D 1	$(1\bar{1}1)[011]$
D 6	$(1\bar{1}1)[110]$
A 2	$(\bar{1}11)[0\bar{1}1]$
A 6	$(\bar{1}11)[110]$
A 3	$(\bar{1}11)[101]$
C 5	$(11\bar{1})[\bar{1}10]$
C 3	$(11\bar{1})[101]$
C 1	$(11\bar{1})[011]$



notation	système cubique
E 5	$(001)[\bar{1}10]$
E 6	$(001)[110]$
F 1	$(100)[011]$
F 2	$(100)[0\bar{1}1]$
G 4	$(010)[\bar{1}01]$
G 3	$(010)[101]$

# *INTRODUCTION*



La déformation plastique macroscopique est le résultat d'un grand nombre de mécanismes élémentaires opérant à une échelle microscopique. Dans le cas des matériaux polycristallins, il y a un effet de moyenne qui, au bout du compte, simplifie le comportement macroscopique et autorise l'utilisation de modèles relativement simples, impliquant des critères de plasticité comme des fonctions quadratiques du tenseur des contraintes (Von Mises, Hill par exemple). Cela n'est plus vrai dans le cas des monocristaux, pour lesquels on passe directement de l'échelle microscopique à l'élément de volume macroscopique, le comportement mécanique étant alors beaucoup plus "typé", et étroitement relié aux mécanismes microstructuraux. Le but de cette étude est donc d'étudier le comportement contrainte-déformation d'un monocristal de superalliage, en combinant les moyens de deux approches :

- l'approche phénoménologique macroscopique, qui associe une ou plusieurs variables macroscopiques à un phénomène mécanique donné; malgré son grand intérêt pratique du point de vue de l'ingénieur, cette approche n'est pas suffisante à elle seule, parce qu'elle prend en compte les phénomènes de plasticité à une échelle trop grande par rapport aux processus élémentaires à l'échelle de la microstructure;

- l'approche "microscopique", qui repose sur l'étude physique des mécanismes élémentaires de la déformation plastique jusqu'à l'échelle de la maille cristalline. Il s'agit de processus fondamentaux de création et de mouvements de dislocations, et de leurs interactions avec les hétérogénéités de la microstructure. Cette approche permet de fournir une base physique correcte pour prendre en compte les phénomènes microscopiques critiques lors de la modélisation macroscopique.

Le matériau de cette étude est un superalliage monocristallin à base de nickel breveté sous le nom AM1. C'est avant tout un alliage biphasé, qui contient une forte fraction volumique de phase  $\gamma'$  durcissante. Il est utilisé par SNECMA dans la fabrication des aubes de turbine les plus sollicitées. Notamment, le bord d'attaque de l'aube peut être représenté par un élément de volume soumis à un chargement mécano-thermique qui superpose un gradient de température et une sollicitation mécanique de traction - compression. En raison de la présence des circuits de refroidissement dans la pièce, cet élément de volume de 1mm d'épaisseur voit sa température évoluer de quelques centaines de degrés à 1100°C, alors que la déformation mécanique uniaxiale décrit un cycle symétrique, de l'ordre de  $\pm 0,5\%$ .

C'est donc dans ce domaine de travail que l'on va caractériser le comportement. Le lot de matière dont on dispose comporte des éprouvettes orientées selon différentes directions cristallographiques, ce qui permettra d'évaluer correctement l'anisotropie et de mettre en évidence plusieurs jeux de mécanismes de déformation. On s'aidera pour cela de répliques de surface, qui fournissent une information sur les systèmes de glissement actifs au cours de l'essai. On dispose donc d'une information expérimentale à deux échelles (réponse mécanique macroscopique, systèmes de glissement), à comparer avec les résultats du modèle qui va être mis en place.

Ce modèle fait également référence à deux échelles, puisqu'il s'agit d'une approche cristallographique. Le critère sur chaque système de glissement obéit à la loi de Schmid, et la somme des mécanismes élémentaires permet d'obtenir la déformation macroscopique. Les lois d'écrouissage sont empruntées aux formulations macroscopiques.

Le chapitre I présente le matériau et le principe des techniques expérimentales utilisées.

L'étude expérimentale, explicitée au chapitre II, porte sur quatre températures afin de cerner le cycle anisotherme vu par l'aube. Les températures de 650°C et de 950°C correspondent respectivement à la température du pied de l'aube, et celle à mi-hauteur du voile de la pièce. Les températures maximales atteintes sont de l'ordre de 1100°C et on choisit de caractériser la réponse cyclique de l'AM1 à cette température. La description du chargement vu par un élément critique de l'aube nécessite une température plus basse que celles déjà étudiées, c'est pourquoi les essais sont également réalisés à température ambiante. A chaque fois, on s'efforce d'identifier expérimentalement les systèmes de glissement activés.

Dans le chapitre III est présentée l'approche utilisée ainsi que la procédure d'identification des coefficients matériau à partir de la base expérimentale du chapitre II. Des simulations isothermes, dans le domaine d'identification, sont présentées. La comparaison avec l'expérience repose sur les systèmes de glissement activés expérimentalement et par la simulation.

Le chapitre IV concerne les prévisions réalisées sur l'AM1 sous sollicitations anisothermes, et leur comparaison avec l'expérience. L'enjeu industriel est d'accéder au calcul des contraintes et des déformations dans les aubes pour ensuite faire des prévisions de durée de vie. Ceci nécessite en plus de disposer d'un modèle d'endommagement.

*CHAPITRE I*

*TECHNIQUES*  
*EXPERIMENTALES*



Après une présentation du matériau utilisé (paragraphe I.1), le principe des essais mécaniques réalisés fait l'objet de la deuxième partie. Les techniques utilisées pour l'analyse des traces sont explicitées au paragraphe I.3.

## I.1. LE MONOCRISTAL DE L'ETUDE.

La nuance de superalliage base nickel monocristallin, brevetée sous le nom AM1 (Ecole des Mines, ONERA, SNECMA, IMPHY) est le matériau principal de l'étude. Le MAR-M200 monocristallin a été également utilisé. Les compositions de ces alliages sont reportées dans le tableau I.1.

	Ni	Co	Cr	Mo	W	Ta	Al	Ti	C	Fe	Nb
AM1	Base	6,53	7,75	1,95	5,70	7,90	5,20	1,10	0,003	0,01	-
MAR-M200	Base	9,68	8,44	-	11,93	-	4,84	1,80	0,14	-	0,82

**Tableau I.1. : Compositions chimiques pondérales des alliages monocristallins AM1 et MAR-M200.**

Les barreaux cylindriques monocristallins sont élaborés en grappe par la fonderie de SNECMA, suivant un procédé de solidification dirigée. Il en résulte une structure dendritique ordonnée en faisceaux de dendrites primaires dont l'axe coïncide avec la direction de solidification du barreau, elle-même parallèle à l'axe [001] cristallographique du réseau C.F.C. de l'alliage. Perpendiculairement à cette direction se développent les dendrites secondaires suivant les orientations [010] et [100]. Ces dendrites secondaires, qui forment les "bras" des croix sur la coupe transversale du barreau, sont séparées entre elles par des espaces interdendritiques qui correspondent aux eutectiques  $\gamma$ - $\gamma'$  formés en fin de solidification.

L'orientation cristallographique du barreau est prédéterminée par la nature cristallographique du germe introduit dans le sélecteur. Même si le rendement n'est pas aussi bon que pour l'élaboration de barreaux d'axe [001], il est possible d'élaborer des barreaux d'orientations [110], [111], ou [213]. Le contrôle de l'orientation cristallographique se fait par la méthode de Laüé en retour.



La microstructure se compose d'une matrice  $\gamma$  de réseau C.F.C durcie par précipitation d'une phase  $\gamma'$  du type  $A_3B$  ( $Ni_3(Al,Ti)$ ).

Une microstructure optimisée de l'AM1 est obtenue après traitement thermique :

- remise en solution des précipités  $\gamma'$  de 3 heures sous argon à 1300°C (1210°C, 2h pour le MAR-M200). Le tableau I.2 reporte les températures de solidus et de solvus  $\gamma'$  (dissolution complète de la phase  $\gamma'$ ); l'intervalle de températures dans lequel les précipités  $\gamma'$  peuvent être redissous sans brûlure est seulement de 15°C.

Nom de l'alliage base nickel	température de solvus (°C)	température de solidus (°C)	température de liquidus (°C)
AM1	1293	1310	1362
MAR-M200	1207	1240	1350

**Tableau I.2 : Température des points de transformation pour l'AM1 et le MAR-M200.**

- maintien de 10 heures à 1100°C sous argon (5 heures pour le MAR-M200) qui permet d'optimiser la taille des précipités  $\gamma'$ .
- un dernier traitement de 16 heures à 870°C sous air qui accroît la précipitation de la phase  $\gamma'$

Ces trois étapes séparées par des trempes à l'air, permettent d'élaborer un monocristal biphasé riche en phase  $\gamma'$ , puisque sa fraction volumique avoisine 70%.

La répartition des  $\gamma'$  est relativement homogène pour l'AM1, mais pour le MAR-M200 la forte teneur en carbone de ce dernier explique la présence de nombreux carbures dans les espaces interdendritiques. Ils décrivent le contour des dendrites secondaires. Il en résulte une dispersion dans les tailles des précipités  $\gamma'$ . En effet, la taille des  $\gamma'$  diminue du contour au coeur de la dendrite, alors qu'elle est homogène dans les nuances d'alliages à faible teneur en carbone (2,5  $\mu m$  à 0,5  $\mu m$  d'arête dans le MAR-M200, 0,4  $\mu m$  d'arête dans l'AM1). Les figures I.1 et I.2 montrent les précipités  $\gamma'$  de forme cuboïdale de l'AM1 et du MAR-M200.

Les éprouvettes destinées à être testées sont usinées à partir des barreaux traités thermiquement. L'orientation cristalline de chaque éprouvette est déterminée par la méthode de Lauë en retour.

## I.2. PRINCIPE DES ESSAIS MÉCANIQUES.

Afin de caractériser le comportement mécanique anisotrope de l'AM1 sous sollicitations uniaxiales isothermes d'une part, et anisothermes d'autre part, deux types d'essais sont présentés ainsi que deux géométries d'éprouvettes. Les éprouvettes sont préalablement polies longitudinalement selon une procédure classique. Une finition au diamant 3 $\mu$ m permet d'éliminer toute rayure transversale, et de faciliter les observations métallographiques.

### I.2.1. ESSAIS ISOTHERMES OLIGOCYCLIQUES.

Les éprouvettes de fatigue oligocyclique sont représentées à la figure I.3. La partie utile de cette éprouvette est un cylindre de diamètre 6 mm, qui tient compte de la charge applicable aux machines d'essai, et de longueur 12 mm.

Les machines les plus employées pour ces essais sont des machines de traction à vis modifiées en machine de fatigue (Instron et Zwick). La longueur utile du fût des éprouvettes de fatigue oligocyclique permet l'utilisation d'un capteur de déformation longitudinal, dont la base de mesure est fixée à 10 mm. Cet extensomètre est constitué d'un capteur à pont de jauges, prolongé de deux tiges d'alumine s'articulant autour d'un axe de rotation matérialisé par une lame métallique travaillant en flexion. Les tiges d'alumine s'appliquent sur la génératrice du fût de l'éprouvette et permettent de suivre la déformation longitudinale, jusqu'à 1100°C (figure I.5)

On a utilisé un contrôle des essais en déformation totale axiale symétrique imposée. Les éprouvettes sont placées au foyer d'un four à rayonnement à quatre lobes, comportant chacun une lampe à filament de tungstène d'une puissance de 1,5 kilowatts. La température est pratiquement uniforme à  $\pm 5^\circ\text{C}$  sur tout le fût de l'éprouvette. Le contrôle et la régulation de la température sont assurés, après étalonnage, par un thermocoaxe "plaqué" sur l'éprouvette (sans aucun fil évidemment qui viendrait endommager la surface polie) et par un thermocouple soudé sur la tête de l'éprouvette. On pilote avec le thermocoaxe et on s'assure que celui-ci ne bouge pas en contrôlant en permanence l'écart entre la température délivrée par le thermocoaxe et celle donnée par le thermocouple soudé.

Les essais d'écrouissage cyclique isothermes sous air ont été réalisés sur une éprouvette par orientation cristallographique étudiée, à chaque température explorée. Dès la sortie du domaine élastique, détectée par une légère ouverture de la boucle contrainte-déformation totale, des paliers à déformation totale symétrique imposée sont réalisés. A

chaque palier, on explore, pour une même consigne de déformation, plusieurs fréquences de sollicitation. Cette procédure permet de caractériser la viscosité de la réponse mécanique sans toutefois créer des effets "d'histoire" néfastes au dépouillement des boucles : Les vitesses de déformation, allant de  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  à  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , sont imposées dans un ordre décroissant afin de toujours solliciter l'élément de volume mécanique selon des déformations inélastiques croissantes.

Cette précaution indispensable prévaut également lorsque le palier suivant est imposé : il faut s'arranger pour imposer une déformation totale à la vitesse la plus rapide telle que la déformation inélastique générée soit supérieure à la déformation inélastique du palier précédent à une vitesse plus lente. Cette procédure découle en fait d'essais préalables à vitesse de déformation fixée, et d'estimations de l'influence de la vitesse sur la courbe d'écrouissage cyclique donnant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique.

Les essais de relaxation cyclique sont réalisés en imposant, au maximum du cyclage, la déformation totale constante pendant des temps allant de 18 à 30 minutes. Au cours des essais, on enregistre en permanence la contrainte et la déformation totale en fonction du temps par acquisition numérique, et les boucles contrainte - déformation sont toutes visualisées sur papier au cours de l'essai, afin éventuellement de modifier la stratégie du départ.

Les essais sous air ont été réalisés à  $20^{\circ}\text{C}$ ,  $650^{\circ}\text{C}$ ,  $950^{\circ}\text{C}$  et  $1100^{\circ}\text{C}$ . Des essais sous vide ont été conduits à  $950^{\circ}\text{C}$ . Les températures de  $650^{\circ}\text{C}$  et  $950^{\circ}\text{C}$  s'imposaient comme caractéristiques du domaine de fonctionnement courant des aubes de turbine, situées de part et d'autre de la limite entre "basses" et "hautes" températures, qui se situe pour ce matériau aux environs de  $720^{\circ}\text{C}$ . Les essais réalisés à  $20^{\circ}\text{C}$  ont permis de mener des observations sur les bandes de glissement, bien visibles à cette température, alors que les mécanismes sont les mêmes qu'à  $650^{\circ}\text{C}$ . Les essais à  $1100^{\circ}\text{C}$  permettent d'accéder au comportement très visqueux caractéristique des très hautes températures. Les essais sous vide ont été réalisés pour disposer d'éprouvettes n'ayant pas subi d'oxydation, ce qui devrait autoriser là encore des observations précises de bandes de glissement.

### I.2.2. ESSAIS CYCLIQUES ANISOTHERMES.

De par la forme de l'aube et la présence des circuits de refroidissement compliqués, le bord d'attaque et le bord de fuite (paroi d' 1mm) constituent des éléments critiques, car ils voient les températures les plus élevées. De plus, ils sont le siège d'importants gradients thermiques. Ainsi on peut considérer qu'un élément de volume des zones critiques est soumis à des cycles de fatigue anisotherme.

Dès 1983, un essai de fatigue anisotherme a été développé au Centre des Matériaux (Malpertu 1987, Fleury 1989) afin de reproduire, sur une éprouvette, les sollicitations d'un élément de volume critique de l'aube. A un cycle de température triangulaire variant entre 600°C et 1100°C se superpose un cycle à déformation mécanique symétrique imposée. Les vitesses de chauffage et de refroidissement sont égales. Nous n'utilisons pas de refroidissement forcé; l'ensemble lignes d'amarrage-éprouvette induit une inertie thermique importante et la période du cycle ne doit pas être trop petite. Celle-ci a été fixée à 3 min 30s. La déformation totale  $\epsilon_t$  est la somme de la déformation mécanique  $\epsilon_m$  (correspondant aux sollicitations en service) et de la dilatation thermique  $\epsilon_{th}$  (due aux variations de température) :  $\epsilon_t = \epsilon_{th} + \epsilon_m$ . Dans le cycle utilisé, les déformations mécaniques passent par leurs valeurs extrêmes pour 700°C (  $\epsilon_m$  est maximale) et 950°C (  $\epsilon_m$  est minimale). Ceci reconstitue l'histoire thermo-mécanique habituellement simulée lors des calculs par éléments finis.

L'utilisation d'un micro-ordinateur pour piloter l'essai autorise une grande souplesse dans le choix de la forme du cycle; tous les paramètres qui décrivent le cycle anisotherme - rapport  $R_e = \frac{\text{déformation minimum}}{\text{déformation maximum}}$ , température, période de cyclage, amplitude de déformation mécanique peuvent être choisis par l'utilisateur. Pratiquement, la réalisation de cycles thermiques à charge nulle permet, après la mise en température du montage, d'effectuer l'acquisition de la dilation thermique  $\epsilon_{th}$ , qui devient rapidement périodique. La déformation totale  $\epsilon_t$  qui est appliquée à la partie utile de l'éprouvette est alors obtenue en sommant à chaque instant du cycle la dilation thermique déjà acquise et la déformation mécanique désirée. Les valeurs de la température, de la déformation mécanique imposée et de la force résultante sur l'éprouvette sont enregistrées toutes les 200 ms au cours de l'essai.

Les éprouvettes tubulaires utilisées (essais de Fleury, 1991) pour représenter l'élément critique de la paroi mince (1mm) des bords d'attaque et de fuite sont schématisées en figure I.4. Afin de faciliter les observations et d'éviter la rupture des éprouvettes, une détection électrique de fissure été utilisée, ainsi qu'un critère de charge pour commander l'arrêt de l'essai.

### **I.3. TECHNIQUES D'OBSERVATION.**

Pour chaque nouvelle éprouvette testée, on essaie d'obtenir les informations microstructurales susceptibles de mieux comprendre la réponse mécanique, et de déterminer systématiquement la nature des systèmes actifs le plus simplement et le plus rigoureusement possible.

#### **I.3.1. CARACTÉRISATION CRISTALLOGRAPHIQUE DES MONOCRISTAUX.**

##### **I.3.1.1. L'analyse par la méthode de Laüé.**

Les clichés de Laüé permettent de déterminer, par une mesure locale (taille du faisceau  $\sim 1 \text{ mm}^2$ ) sur la tête polie de l'éprouvette, l'écart entre le repère géométrique de l'éprouvette (O,X,Y,Z), et le repère cristallographique ([001], [010], [100]). Le faisceau polychromatique, issu d'une anticathode de molybdène, passe dans un collimateur cylindrique de diamètre 0,5 mm et diffracte sur les plans réticulaires {hkl} du réseau cristallin C.F.C. Nous avons obtenu ainsi la projection stéréographique de chaque éprouvette.

##### **I.3.1.2. L'analyse au goniomètre de texture.**

Un montage a été utilisé pour le cas particulier des éprouvettes monocristallines de traction-torsion de l'ONERA. La spécificité de cet essai, dont une description est donnée en annexe A.3, a nécessité la connaissance des orientations cristallographiques secondaires (l'axe principal Z est parallèle à [001] environ). De par la présence de têtes polycristallines brasées sur le fût monocristallin de l'éprouvette, la technique de Laüé en retour est inadaptée. Et un montage s'inspirant du goniomètre de texture a été réalisé à cet effet, dont le principe est brièvement rapporté dans l'annexe A.3.

#### **I.3.2. OBSERVATIONS MICROSTRUCTURALES.**

Des coupes ont été réalisées dans les éprouvettes testées à 1100°C. Après polissage mécanique ( $1\mu\text{m}$ ) et attaque chimique (eau régale, ou attaque sulfurique-méthanol), les coupes sont observées en microscopie à balayage, soit en électrons secondaires, soit en électrons rétrodiffusés dans des conditions permettant la mise en évidence du contraste chimique. Les fûts des éprouvettes testées sont également observées en microscopie à balayage à l'aide d'un montage entre pointes permettant la rotation de l'éprouvette autour de son axe.

### I.3.3. ANALYSE DES BANDES DE GLISSEMENT ET IDENTIFICATION DES SYSTÈMES ACTIFS.

#### I.3.3.1. Identification des plans de glissement.

La méthode consiste à "prendre" l'empreinte de la surface du fût à l'aide d'un vernis, à y reporter les axes X, Z qui suffisent à définir le repère géométrique de l'éprouvette, et à l'observer en microscopie optique, puis en microscopie électronique à balayage. Les répliques sont métallisées à l'or-palladium; les observations les plus contrastées ont été obtenues sous l'incidence d'un faisceau d'électrons rétrodiffusés en contraste topographique. La prise de réplique est reproductible, et permet la visualisation de défauts de l'ordre de 1-10  $\mu\text{m}$ .

La réplique de surface donne l'image, inversée, de la développée du fût (figure I.6). Un plan de glissement traversant le fût selon une ellipse, la développée de cette ellipse apparaît sur la réplique comme une sinusoïde. La sinusoïde représentée à la figure I.6 est caractéristique d'un plan de glissement. La normale au plan est obtenue en mesurant l'angle  $\beta$  formé entre l'axe Z du fût et l'axe  $\vec{n}$  pris au point d'inflexion (donc de plus grande pente) de l'ellipse. L'angle  $\alpha$  est repéré par la distance (en degrés) entre l'axe X de l'éprouvette et le point d'inflexion de l'ellipse. On s'assure toujours que le minimum et le maximum de l'ellipse forment un angle de  $180^\circ$ , ce qui permet de confirmer l'indexation en degrés de la réplique, et d'avoir le plus de précision possible sur  $\alpha$ . Si nous récapitulons :

- $\beta$  représente l'angle entre Z et la normale au plan de glissement recherché,
- $\alpha$  représente l'angle entre X et la normale à ce plan.

Par convention,  $\alpha$  est positif lorsqu'on se déplace de X vers +Y sur la projection stéréographique.  $\alpha$  est positif sur la réplique si :

- La face polie de l'éprouvette (où a été faite la projection stéréographique) se situe en haut.
- $\alpha$  se déplace de X vers la gauche selon l'axe Y.

Un exemple est illustré en figure I.6;  $\beta$  se reporte sur la zone d'axe défini par  $\alpha$  à partir de Z. En reportant  $\alpha$  et  $\beta$  sur la projection stéréographique, le plan de glissement visualisé sur la réplique par une sinusoïde est ainsi repéré par l'indexation de Miller dans le repère cristallographique. Sur toutes les répliques de surface présentées dans ce travail, l'axe de l'éprouvette est vertical.

Il faut souligner que l'on considère ici, qu'en petites déformations, il n'y a pas de rotation du cristal et par conséquent la projection stéréographique obtenue sur la tête polie est aussi celle de l'élément de volume dans la partie utile.

En ce qui concerne les directions de glissement, l'information 2D donnée par la réplique est insuffisante. Si les traces ne sont visibles qu'à un certain endroit de la sinusoïde, alors la direction de glissement peut être repérée à cet endroit, mais sans aucune précision. Par ailleurs, si la trace est visible tout au long de la sinusoïde, le plan a probablement glissé dans les deux directions préconisées par les facteurs de Schmid, compte-tenu de l'orientation cristallographique exacte de l'éprouvette. Devant cette indétermination, une autre méthode a été utilisée.

### I.3.3.2. Identification des directions de glissement.

La déformation des monocristaux par glissement est fortement anisotrope. Lors de l'essai cyclique, par accumulation de déformation inélastique dans une configuration de glissement simple, la section de l'éprouvette initialement circulaire devient elliptique. Cette ovalisation a été mesurée sur toutes les éprouvettes testées. A l'aide du comparateur optique (grossissement 50), la cote d'un point (z fixé au milieu de la partie utile) est mesurée en fonction de l'angle de rotation de l'éprouvette autour de son axe Z. Cet angle est lui-même repéré par rapport à l'axe X de l'éprouvette (correspondant à l'axe horizontal de la projection stéréographique) (figure I.7).

La cote est mesurée à l'aide d'un vernier, ce qui garanti une précision de 0,1  $\mu\text{m}$ . La cote de référence en fonction de l'angle est mesurée à partir d'une éprouvette polie vierge. L'absence de contact direct évite d'endommager la surface de l'éprouvette. On repère les angles compris entre l'axe X de la projection stéréographique et, d'une part, le grand axe (maximum et minimum) puis d'autre part le petit axe (point d'inflexion) de la section déformée. Les angles sont reportés sur les projections stéréographiques des éprouvettes testées selon la convention de signe : l'angle  $\gamma$  mesuré est positif si :

- $\gamma$  va de X vers Y sur la projection stéréographique,
- $\gamma$  va de X Laüe vers la droite sur la déformée de la section, c'est à dire sur l'évolution de la cote en fonction de l'angle,

avec la face polie toujours du côté de la zone graduée (à droite dans le montage).

Le dépouillement des ovalisations obtenues a permis de trouver avec précision (5° près) la ou les directions moyennes de glissement activées lors de la déformation inélastique de l'éprouvette.

L'interférométrie optique permet de mesurer la hauteur des marches créées à la surface de l'éprouvette par l'émergence de plans de glissement dans une direction cristallographique donnée. Cette méthode a été utilisée pour confirmer les directions de glissement obtenues, et mesurer la hauteur des bandes de glissement. La longueur d'onde du faisceau monochromatique utilisé étant  $\lambda = 548 \text{ nm}$ , la hauteur des marches est donnée par :

$$d = \frac{m\lambda}{2} \quad \text{I.1}$$

où  $d$  représente l'épaisseur de la couche à mesurer, et  $m$  le décalage relatif des franges.

Quelques observations ont été réalisées en microscopie à transmission par Ayrault (résultats non publiés) sur des lames minces prélevées en général perpendiculairement à l'axe de sollicitation, pour l'AM1 à 650°C exclusivement. Les lames minces sont amincies mécaniquement jusqu'à 0,1 mm, puis polies électrolytiquement au jet dans un bain contenant 10% d'acide perchlorique, 45% d'acide acétique et 45% de butoxyéthanol sous une tension de 38V et une température comprise entre +5°C et 0°C. Elles sont ensuite observées sur un microscope Philips EM300 équipé d'une platine goniométrique.





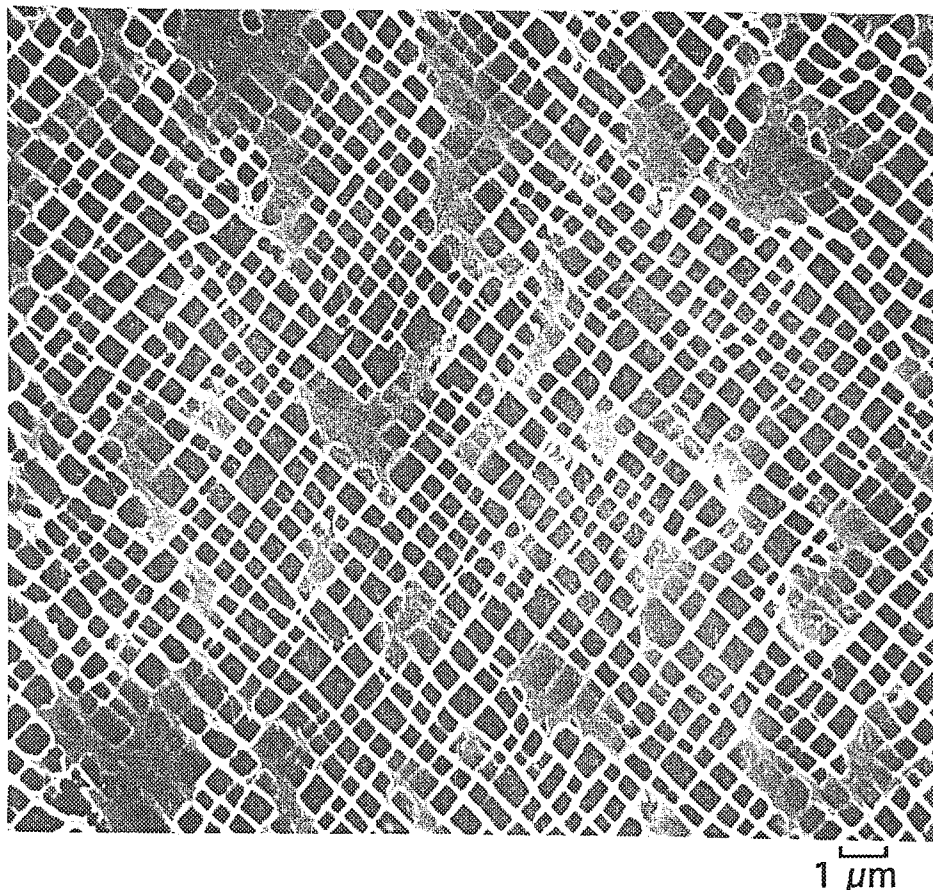


Figure I.1 : Microstructure  $\gamma$ - $\gamma'$  d'une section transversale d'un barreau d'AM1 orienté selon [001].

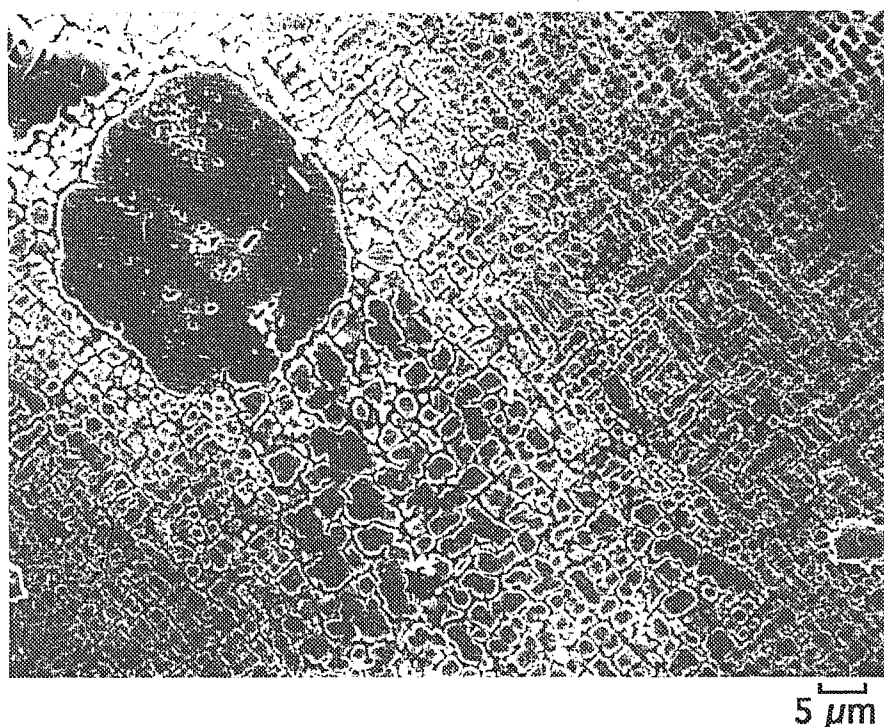


Figure I.2 : Microstructure d'une section transversale d'un barreau de MAR-M200 montrant l'évolution de la taille des précipités  $\gamma'$  du coeur d'une dendrite à l'espace interdendritique.



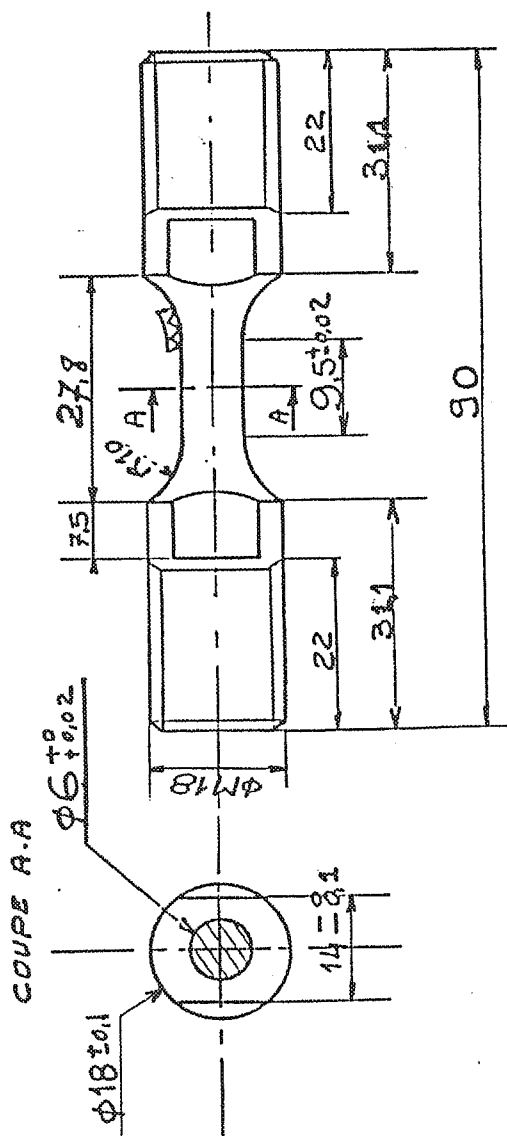


Figure I.3 : Schéma de l'éprouvette cylindrique utilisée pour les essais de fatigue oligocyclique isotherme.

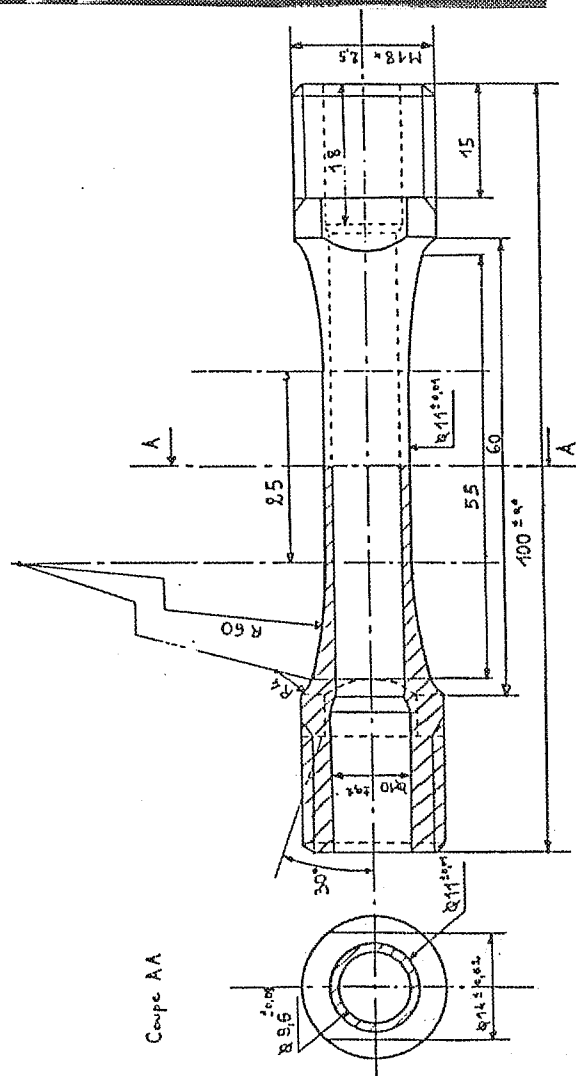


Figure I.4 : Schéma de l'éprouvette tubulaire utilisée pour les essais de fatigue anisotherme.

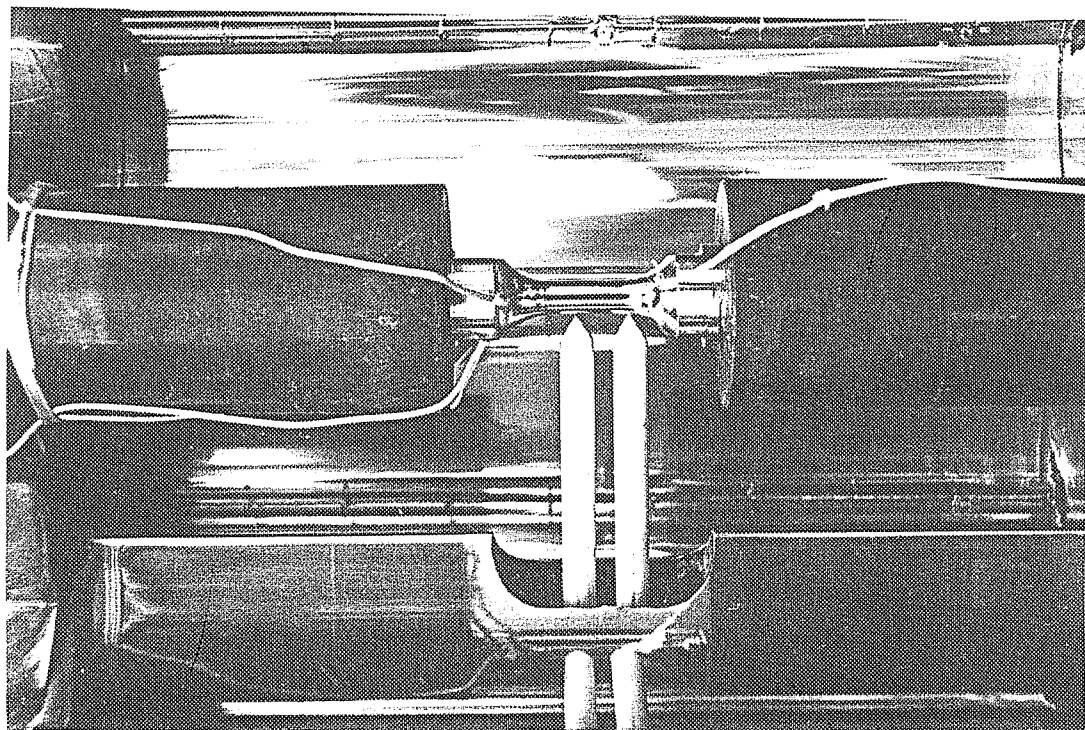
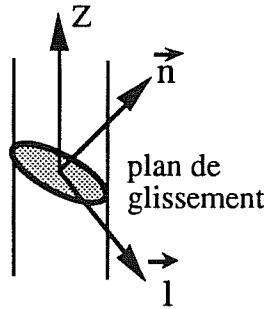


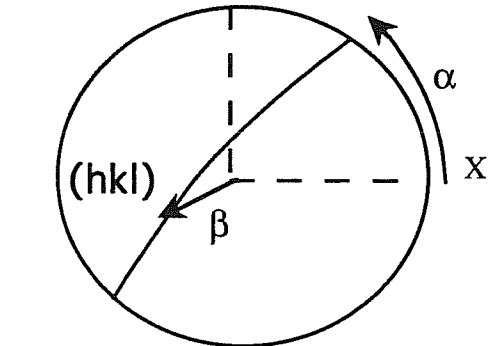
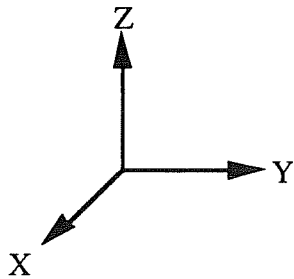
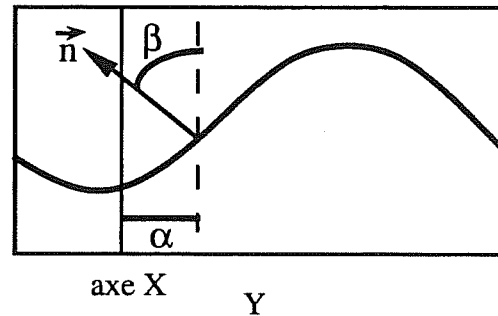
Figure I.5 : Vue générale du montage éprouvette -capteur de déformation-four utilisé.



### Eprouvette



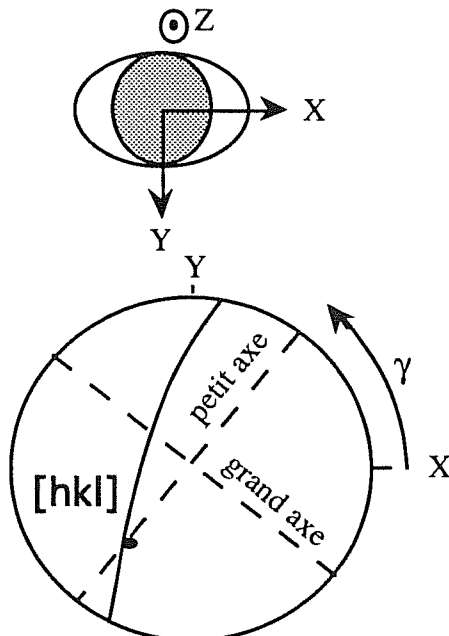
### Développée de la surface



### Projection stéréographique

Figure I.6 : Descriptif des mesures effectuées à partir de la développée de la trace d'un plan de glissement pour définir ses indices sur la projection stéréographique.

### Section déformée de l'éprouvette



### Projection stéréographique

### Profil de la section

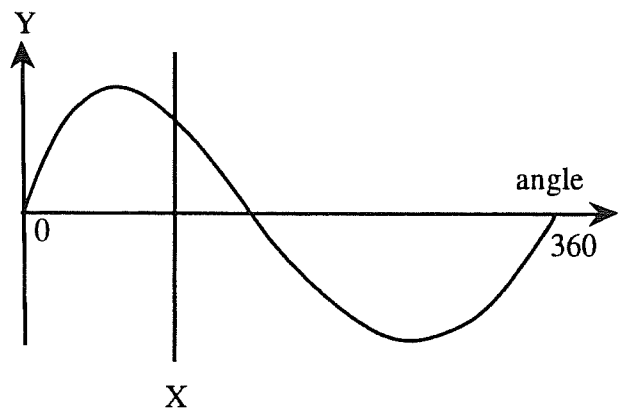


Figure I.7 : Mesures effectuées à partir du profil de la section de l'éprouvette pour définir les indices d'une direction de glissement sur la projection stéréographique.



*CHAPITRE II*

*COMPORTEMENT*  
*EXPERIMENTAL*  
*DE L'AM1*





La présentation des résultats expérimentaux s'inscrit dans la logique de la modélisation appliquée par la suite à une sollicitation mécano-thermique. La modélisation retenue est une formulation viscoplastique anisotrope d'un modèle cristallographique basé sur l'hypothèse que la déformation inélastique des monocristaux s'effectue par glissement. L'expression de l'écrouissage à l'échelle du système de glissement se compose d'un terme isotrope et d'un terme cinématique non-linéaire.

Le paragraphe II.1 rassemble les résultats expérimentaux sur le comportement de l'AM1 à 650°C. On tente de montrer que l'anisotropie de la réponse peut être reliée au type de glissement activé, octaédrique ou cubique. Et en l'absence de viscosité, la nature de l'écrouissage, isotrope ou cinématique, est décrite suivant l'orientation considérée. La localisation de la déformation, et la nécessité de caractériser le comportement à une température plus basse pour décrire un cycle mécano-thermique 600-1100°C, justifie l'étude expérimentale à température ambiante.

Le comportement de l'AM1 à 20°C fait l'objet du second paragraphe. La démarche utilisée précédemment est appliquée ici et seuls des monocristaux orientés selon [001] et [111] sont testés : à 650°C, la déformation de l'orientation [001] se fait par glissement dans des systèmes octaédriques, alors que la direction [111] se déforme par glissement cubique. Les autres monocristaux présentent un comportement intermédiaire (réponse mécanique et systèmes activés). La localisation de la déformation est regardée plus en détails.

La similitude des réponses mécaniques de l'AM1 à 950°C et 1100°C incite à regrouper les résultats au paragraphe II.3. Outre l'écrouissage, c'est surtout la viscosité du comportement qui est regardée, toujours en relation avec la nature des glissements activés. A 1100°C, un autre aspect de la déformation est abordé : il s'agit de l'évolution microstructurale des phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  sous l'effet de la température et de la contrainte.

## II.1. COMPORTEMENT CYCLIQUE DE L'AM1 À 650°C.

Cette partie rassemble les résultats expérimentaux obtenus sur l'AM1, ainsi qu'un essai réalisé sur le MAR-M200, afin d'ébaucher une comparaison entre les deux alliages à cette température.

### II.1.1. REPONSE MECANIQUE.

#### II.1.1.1. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique.

Les orientations testées sont proches de [001] (éprouvette X0924E), [111] (X1108B), [101] (X1702B) et [213] (X1925A) (figure II.1).

Toutes les boucles contrainte-déformation totale présentent un stade de déformation facile, à contrainte presque constante, dès la sortie du domaine d'élasticité (figure II.2). Des crissements émis par le matériau sont audibles. C'est surtout en regardant les boucles contrainte-déformation inélastique (figure II.3) que l'anisotropie de la réponse inélastique apparaît : les boucles plus "carrées" pour [001] sont associées à un écrouissage isotrope prédominant, alors que l'orientation proche de [111] présente un comportement tout à fait différent, entre ces deux types se situe le comportement des orientations proches de [101] et [213].

Contrairement à ce qui a été observé dans le MAR-M200 (Kear et al 1967, Milligan et al 1986, Chieragatti 1987, Chieragatti et Rémy 1991a et 1991b) la contrainte d'écoulement  $\Delta\sigma$  pour une amplitude de déformation inélastique donnée est plus élevée pour l'orientation [001] que pour [111], comme le montre la courbe d'écrouissage cyclique (figure II.4); les contraintes d'écoulement des orientations [101] et [213] se situent à des valeurs intermédiaires, entre les précédentes. De plus, pour les forts niveaux de déformation, l'évolution de la contrainte dépend de l'orientation cristallographique : la courbe se stabilise rapidement pour la direction [001] alors que l'écrouissage se stabilise lentement pour la direction [111].

Lorsque l'on change la vitesse de déformation ( $2 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$  à  $9 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ), un très léger effet est enregistré. A déformation totale imposée égale, les contraintes obtenues pour un monocristal orienté selon [111] varient de 25 MPa, ce qui laisse supposer l'existence d'une très faible viscosité.

L'orientation proche de [001] présente une limite d'élasticité en traction supérieure à celle observée en compression contrairement aux autres orientations; l'effet de contrainte moyenne est plus marqué pour l'AM1 que pour le MAR-M200. Plus précisément, la figure II.5 reporte une contrainte moyenne de traction de 90 MPa pour [001], et des contraintes moyennes de compression de -72 MPa pour [111] et -110 MPa pour [101] et [213].

Ces résultats sont en accord avec les données de la littérature sur le rené N4 à 760°C (Miner et al, 1986a et 1986b) et le PWA1480 à 650°C (Gabb et Welsch, 1986b); les interprétations microstructurales et les modélisations qui en découlent ne donnent pas encore d'explication satisfaisante à ce phénomène. C'est pourquoi nous avons réalisé d'autres essais dits de "dissymétrie traction - compression" développés dans la suite.

#### II.1.1.2. Dissymétrie traction - compression et microplasticité.

L'essai consiste à solliciter l'éprouvette selon un sens (traction ou compression) à une déformation inélastique correspondant au seuil de détection du capteur de déformation (environ  $10^{-5}$ ); l'éprouvette est ensuite démontée et polie. Une deuxième sollicitation est alors appliquée en sens opposé, toujours à un faible niveau de déformation inélastique. Le choix du premier sens de sollicitation a été fixé par le signe de la contrainte moyenne.

Les résultats sont reportés dans le tableau II.1 et confirment les valeurs obtenues lors des essais cycliques.

nom éprouvette	orientation	sens 1	sens 2	$\sigma_t - \sigma_c$
X 2516 BT	[001]	$\epsilon_p = - 0,05\%$ $\sigma_c = - 970\text{MPa}$	$\epsilon_p = 0,09\%$ $\sigma_t = 1070\text{MPa}$	$\sim 100\text{MPa}$
X 2531 A	[101]	$\epsilon_p = 0,02\%$ $\sigma_t = 879\text{MPa}$	$\epsilon_p = - 0,09\%$ $\sigma_c = - 970\text{MPa}$	$\sim - 90\text{MPa}$

Tableau II.1 : Mesure de la limite d'élasticité initiale en traction et en compression.

Ces valeurs de contrainte moyenne correspondent bien à celles qui sont obtenues lors des essais d'écrouissage cyclique. Au niveau des mécanismes de déformation inélastique, explicités en détail dans la suite, sur toutes les éprouvettes testées, une macrobande de glissement est visible sur le fût à l'oeil nu, accompagnée de crissements audibles. De toute évidence, le seuil de microplasticité a été dépassé. En effet, l'existence d'un domaine transitoire entre l'élasticité et la plasticité a été mis en évidence dans les cristaux C.F.C. D'un point de vue métallurgique, il n'y a pas vraiment de déplacement des dislocations dans des plans de glissement denses mais plutôt des mouvements réversibles de dislocations à petite distance dans des plans {111} et selon des vecteurs de Burgers du type  $\langle 112 \rangle$ . Cette période "d'incubation" se traduit par une réponse mécanique différente de l'inélasticité proprement dite : dans les monocristaux de cuivre (Mughrabi, 1983) les auteurs notent un changement sur

les courbes d'écrouissage cyclique  $\Delta\sigma - \Delta\varepsilon_p$ . Cette zone transitoire se caractérise par un rapport  $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\varepsilon_p}$  très important.

Dans les monocristaux de superalliage base-nickel, Chieragatti (1987) a défini à 650°C un domaine où la charge évolue rapidement pour des déformations plastiques faibles, et où l'influence de l'orientation n'est pas très marquée. Cette zone microplastique est délimitée par un seuil de plasticité fixé à  $\Delta\varepsilon_p \sim 2 \cdot 10^{-4}$  pour le MAR-M200

On a repris les résultats obtenus sur le MAR-M200 dans le domaine  $\Delta\varepsilon_p \leq 2 \cdot 10^{-4}$  pour diverses orientations cristallographiques. Afin de pouvoir y reporter les résultats obtenus sur l'AM1, on considère que le mécanisme impliqué dans ce domaine est le mouvement à courte distance de dislocations selon les systèmes  $\{111\}\langle 112 \rangle$ .

Ainsi on a tracé l'amplitude de cisssion résolue sur le système de glissement du type  $\{111\}\langle 112 \rangle$  le plus probable pour chaque orientation testée, en fonction de l'amplitude de glissement associée, pour les deux alliages MAR-M200 et AM1, à 650°C (figure II.6). Pour l'AM1, on a utilisé surtout des essais de durée de vie à faible amplitude de déformation inélastique (Defresne, 1989).

Le comportement de l'AM1 aux faibles amplitudes de déformation plastique est similaire à celui du MAR-M200 : l'influence de l'orientation cristallographique est négligeable dans ce domaine. Cependant, il semble que ce domaine soit moins étendu pour l'AM1 que pour le MAR-M200 : un changement d'allure est visible dès  $\Delta\gamma_{\{111\}\langle 112 \rangle} = 3 \cdot 10^{-4}$  (soit  $\Delta\varepsilon_p \sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ ). D'autre part, des bandes de déformation sont visibles sur le fût de l'éprouvette [101] ( $\Delta\varepsilon_p \sim 2 \cdot 10^{-4}$ ) alors que ce mécanisme révèle déjà le domaine de plasticité classique.

Dans le MAR-M200, Chieragatti (1987) souligne que l'absence de contrainte moyenne est un critère pour définir le domaine transitoire de microplasticité. Les résultats obtenus sur l'AM1 ne sont pas si probants même s'il se dégage une tendance parmi les résultats résumés dans le tableau II.2 concernant l'AM1 (Defresne, 1989). Les éprouvettes de durée de vie pour  $\Delta\varepsilon_p = 1,7 \cdot 10^{-4}$  ne présentent pas de bandes de glissement. Parfois, des bandes localisées autour de la fissure témoignent d'une plasticité confinée. La limite du domaine microplastique peut être fixée avec plus de précision grâce aux résultats de l'éprouvette X1538B [213] qui présente quelques bandes de glissements pour  $\Delta\varepsilon_p = 1,7 \cdot 10^{-4}$ .

orientation	$\Delta\sigma$ (MPa)	$\Delta\epsilon_t$ (MPa)	$\Delta\epsilon_p$ (MPa)	$\sigma_m$ (MPa)	$m_s$ (111)[211]	Bandes ?
[001]	1235	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	15	0,4853	<i>non</i>
[001]	1270	$1,15 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	20	0,48	<i>très locales</i>
[001]	1339	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	0	0,48	<i>non</i>
[101]	1612	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	- 10	0,471	<i>non</i>
[101]	1250	$0,73 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	-8	0,492	<i>non</i>
[010]	1130	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	-15	0,440	<i>très locales</i>
[111]	1250	$0,5 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	-10	0,370	<i>non</i>
[001]	1416	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	42	0,490	<i>oui</i>
[001]	1700	$1,52 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	90	0,482	<i>glissement multiple</i>
[001]	1700	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	100	0,481	<i>multiple {111}</i>
[111]	1925	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	- 75	0,410	<i>cubique{001}</i>
[213]	1240	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	- 25	0,470	<i>quelques bandes</i>
[213]	1346	$0,8 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	- 37	0,492	<i>oui</i>
[213]	1400	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	0	0,37	<i>oui</i>

**Tableau II.2 : Résultats d'essais de durée de vie sur l'AM1 (Defresne, 1989) montrant l'existence d'un domaine microplastique.**

La distribution inhomogène des tailles de précipités  $\gamma'$  (voir chapitre I) et la présence de carbures (MC,  $M_{23}C_6$ ) dans le MAR-M200 gêne les mouvements de dislocations à grande distance et pouvant retarder les mécanismes de cisaillement des précipités, le domaine de microplasticité serait plus étendu dans le MAR-M200 que l'AM1, dont la structure est plus homogène.

La dissymétrie traction-compression des superalliages monocristallins à base de nickel  $\gamma$ - $\gamma'$ , à des températures inférieures à 800°C environ, peut être interprétée à l'aide du modèle proposé par Takeuchi et Kuramoto (1973), et corrigé par Lall, Chin et Pope (1979). Développé initialement pour rendre compte de la déformation inélastique de la phase  $\gamma$ , ce modèle a été ensuite appliqué aux alliages biphasés à fraction volumique de  $\gamma$  élevée par Shah et Duhl (1984) sur le PWA 1480, Miner et al (1986b) puis Heredia et Pope (1991), sur le René N4. La déviation à la loi de Schmid pour le glissement  $\{111\}\langle 110 \rangle$  est due à un désancrage des segments de dislocations qui évoluent par glissement dévié sur les plans  $\{100\}$ . Soit  $\tau_0$  la contrainte de nucléation nécessaire pour activer une source de dislocations  $\frac{1}{2}[01\bar{1}]$  sur un plan (111) à 0 K, la contrainte critique  $\tau$  nécessaire pour activer une source de dislocation à température plus élevée s'écrit, suivant la théorie de l'activation thermique :

$$\tau = \tau_0 + A \exp\left(\frac{-\Delta H}{kT}\right) \quad \text{II.1}$$

où A est une constante, k la constante de Boltzmann et  $\Delta H$  l'enthalpie d'activation. Un développement du premier ordre de  $\Delta H$  donne :

$$\tau = \tau_0 + A \exp\left(-\frac{\Delta H_0 + V_1\tau_1 + V_2\tau_2}{kT}\right) \quad \text{II.2}$$

où  $\Delta H_0$  est une constante et  $\tau_1$  la cission résolue sur un plan (111) le long d'une direction  $[2\bar{1}\bar{1}]$ .  $\tau_1$  permet la constriction de la dislocation  $\frac{1}{2}[01\bar{1}]$  totale dissociée en deux partielles  $\frac{1}{6}[11\bar{2}]$  et  $\frac{1}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$ ;  $\tau_2$  est la cission résolue sur un plan dévié (001) le long d'une direction  $[01\bar{1}]$ .

$V_1$  et  $V_2$  sont les volumes d'activation correspondants.

A partir des facteurs de Schmid  $S_1, S_2, S_3$  pour les glissements  $(\bar{1}\bar{1}1)[01\bar{1}]$  (100)[ $0\bar{1}1$ ] et  $(\bar{1}\bar{1}1)[21\bar{1}]$  reportés dans le tableau II.3, la limite d'élasticité  $\sigma_y$  apparaît dans les expressions:

$$\tau = S_1\sigma_y, \tau_2 = S_2\sigma_y \text{ et } \tau_1 = \delta S_3\sigma_y \quad \text{II.3}$$

où  $\delta = +1$  en tension et  $-1$  en compression (la constriction étant favorisée ou défavorisée selon le sens de la contrainte appliquée).

En supposant que  $(V_1\tau_1)$  et  $(V_2\tau_2)$  sont négligeables devant  $\Delta H_0$ , la limite d'élasticité devient :

$$\sigma_y = (b_1S_1 + b_2S_2 + \delta.b_3S_3)^{-1} \quad \text{II.4}$$

Les coefficients  $b_i$  s'expriment en fonction des paramètres qui décrivent le mécanisme ( $\Delta H_0, V_1$  et  $V_2, kT, A$ ). Nous reprenons les valeurs calculées par Miner et al (1986b) sur le René N4 sollicité en traction et en compression monotones à 650°C :

$$\begin{aligned} b_1 &= 2,74 \cdot 10^{-3} \text{ MPa} \\ b_2 &= 0,18 \cdot 10^{-3} \text{ MPa} \end{aligned}$$

$$b_3 = -0,28 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}$$

Les valeurs absolues des limites d'élasticité dépendent du matériau, et les limites d'élasticité apparentes des essais cycliques et monotones (tableau II.4.a) ne peuvent pas être correctement décrites par le modèle LCP (Lall, Chin et Pope, 1979) à partir des données du René N4. Cependant, les valeurs obtenues pour la contrainte moyenne sont en bon accord avec les valeurs calculées (tableau II.4.a et tableau II.4.b).

orientation	nom de l'éprouvette	$S_1$ ( $\bar{1}\bar{1}1$ )[011]	$S_2$ (100)[011]	$S_3$ ( $\bar{1}\bar{1}1$ )[ $2\bar{1}\bar{1}$ ]
[001]	X0924E	0,4286	0,0376	0,2135
[111]	X1108B	0,3521	0,4624	- 0,1695
[213]	X1925A	0,4323	0,4527	- 0,2009
[101]	X1702B	0,4644	0,4115	- 0,1850
[001]	X2516BT	0,4314	0,0430	0,2241
[101]	X2531A	0,4489	0,3445	- 0,1531

Tableau II.3 : Facteurs de Schmid correspondant aux monocristaux d'AM1 sollicités à 650°C.

orientation	nom de l'éprouvette	$\sigma_t$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_c$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_t$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_c$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>calculée</i>
[001]	X2516BT	1070	- 970	887	- 798	100	89
[101]	X2531A	880	- 970	749	- 800	- 90	- 51

Tableau II.4.a : Contraintes calculées et expérimentales pour des monocristaux d'AM1 sollicités en monotone à 650°C.



orientation	nom de l'éprouvette	$\sigma_t$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_c$ (MPa) <i>calculée</i>	$\Delta\sigma$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>exp</i>
[001]	X0924E	892	- 806	1698	86	90
[111]	X1108B	913	- 999	1912	- 86	- 70
[213]	X1925A	756	- 827	1583	- 71	- 100
[101]	X1702B	715	- 772	1487	- 57	- 110

**Tableau II.4.b: Contraintes calculées et expérimentales pour des monocristaux d'AM1 sollicités en fatigue à 650°C.**

Rappelons que le développement de cette contrainte moyenne se fait à partir du seuil de microplasticité fixé aux alentours de  $\Delta\epsilon_p \sim 1,5-2 \cdot 10^{-4}$ . Auparavant, la déformation inélastique est accommodée par la dissociation du vecteur de Burgers primaire  $\frac{1}{2} [0\bar{1}1]$  en  $[\bar{1}21]$ . Par hypothèse, les déformations microplastiques se stabilisent lorsque l'extension des fautes d'empilement devient trop importante; la contrainte d'écoulement augmente pour activer des systèmes du type  $\{111\}\langle 121\rangle$ . Ce raisonnement, appliqué au MAR-M200 (Chieragatti et Rémy, 1991b) peut être repris ici pour calculer l'amplitude de cisssion résolue sur  $\{111\}\langle 121\rangle$  au seuil de microplasticité; la valeur calculée par Miner et al (1986b), pour le René N4 est  $\Delta\tau_{\{111\}\langle 121\rangle} = 420$  MPa à 650°C; pour un monocristal d'AM1 présentant du glissement octaédrique, l'amplitude de contrainte vaut 930 MPa pour une déformation inélastique égale à  $10^{-4}$ ; si on considère le glissement  $\{111\}\langle 121\rangle$ , avec un facteur de Schmid de 0,4852, l'amplitude de cisssion résolue correspondante vaut 451 MPa.

Le modèle LCP (Lall, Chin et Pope, 1979) surestime les contraintes d'écoulement en traction et en compression pour l'orientation [111] par rapport aux autres. Cela n'est pas étonnant dans la mesure où, pour le René N4, les orientations présentant du glissement cubique n'ont pas été prises en compte dans l'écriture de la régression. Seul le glissement octaédrique est considéré. Donc l'erreur commise ici vient en fait de l'erreur faite au niveau de la détermination de  $b_1, b_2, b_3$  sur le René N4 par Miner et al. (1986b).

## II.1.2. MODES DE DEFORMATION.

### II.1.2.1. Hétérogénéité de la déformation.

Dès le seuil de microplasticité atteint, une macrobande de déformation apparaît sur le fût de l'éprouvette pour les orientations proches de [001], [213] et [101]. Même à de faibles déformations inélastiques ( $\Delta\epsilon_p = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ), la déformation est plus homogène sur l'éprouvette [111]. Dans le cas de la figure II.7, par exemple, la macrobande est constituée de plusieurs bandes de glissement, alors que partout ailleurs, aucune trace de glissement n'est visible. Dans ce cas (éprouvette X2531B orientée selon [213]) un seul plan de glissement, correspondant à  $(\bar{1}\bar{1}1)$ , a été activé.

Même en situation de glissement multiple, l'hétérogénéité de la déformation prime, et il semble que deux plans de glissement puissent être activés simultanément dans quelques bandes très localisées. La compression d'un monocristal orienté selon [001] donne lieu à l'activation de deux systèmes octaédriques,  $(\bar{1}\bar{1}1)[101]$  et  $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$  visibles sur la figure II.8. Les directions de glissement sont déduites des mesures de l'ovalisation du fût.

### II.1.2.2. Influence du sens de sollicitation sur la localisation de la déformation.

Deux questions principales se posent concernant les observations effectuées :

1. les bandes de glissement sont-elles des bandes de glissement persitantes (BGP)? (au sens de Thompson et al , 1956).
2. le sens de la sollicitation joue-t'il un rôle sur les modes de déformation macroscopiques ?

Un élément de réponse peut être apporté par les essais de "dissymétrie traction-compression".

#### *Orientation proche de [101] : (X2531A)*

La figure II.9 présente les répliques de surface réalisées sur le fût de l'éprouvette avant et après polissage; il apparaît très nettement que les deux macrobandes de la première séquence ne sont pas réapparues à la seconde, mais que d'autres bandes se sont localisées dans des endroits différents. Le schéma de la figure II.10 illustre quantitativement ces différences de localisation en fonction de la position  $z$  suivant l'axe de sollicitation. Ceci nous incite naturellement à conclure que les bandes de déformation dans l'AM1 ne sont pas des BGP. L'identification des plans activés pour chacune des séquences donne les mêmes plans de glissement à savoir  $(\bar{1}\bar{1}1)$  et  $(001)$  dans plusieurs directions  $\langle 110 \rangle$ .

**Orientation proche [001] : (X2516BT)**

Les systèmes de glissement octaédriques activés (figure II.11), à savoir  $(\bar{1}\bar{1}1)[101]$  et  $(1\bar{1}1)[\bar{1}01]$ , lors de la compression initiale se retrouvent à la deuxième phase, à d'autres endroits, comme c'était le cas précédemment. Nous avons tenté de quantifier les déformations inélastiques obtenues par des mesures interférométriques. La figure II.11 montre ces interférogrammes.

Lors la première phase (de compression à  $\Delta\epsilon_p = 0,05\%$ ), les hauteurs de marche mesurées varient de  $0,4\ \mu\text{m}$  à  $2\ \mu\text{m}$  selon leur localisation. Le cisaillement inélastique localisé pour le glissement octaédrique peut atteindre des valeurs de  $2,5\%$  dans une bande, pour une amplitude de glissement  $\Delta\epsilon_p = 0,05\%$ , soit un rapport de 50. Un écart d'un facteur 30 a été trouvé par Basinski et al. (1983) pour des largeurs de bandes de  $0,1\ \mu\text{m}$  à  $1\ \mu\text{m}$  dans le cuivre. Ce résultat est aussi à rapprocher des déformations locales importantes mesurées sur le cuivre monocristallin à température ambiante par Finney et Laird (1975), bien que l'on ne soit pas, dans l'AM1, en présence de BGP.

**II.1.2.3. Modes de déformation lorsque la déformation inélastique s'accumule.**

Lorsque la déformation inélastique s'accumule, - cas des essais cycliques -, l'hétérogénéité de déformation, mise en évidence après la microplasticité, subsiste pour les orientations proches de [001], [101] [213], alors que la direction [111] présente toujours une déformation homogène. La sollicitation cyclique intensifie les bandes de glissement dans les systèmes existants, et peut, lorsque la cission critique est atteinte, provoquer l'activation d'autres systèmes. Du fait de la régularité de la structure  $\gamma-\gamma'$  dans l'AM1, il est rare que la déformation inélastique se confine dans une seule direction de glissement, pour un plan donné. C'est pourquoi, en général, la trace du plan activé est visible tout autour du fût.

Les observations sont effectuées en fin d'essai et témoignent d'une déformation inélastique accumulée importante.

**Cas du glissement octaédrique :*****Glissement simple (X1538A [213])***

La déformation inélastique de cette "vraie" éprouvette orientée selon [213] s'est effectuée par glissement dans un plan  $(1\bar{1}1)$ ; la réplique de surface montre à la figure II.12 des bandes de glissement réparties sur tout le fût.

Les directions de glissement ont été facilement évaluées d'après l'ovalisation du fût, à savoir [011] et [110].

### ***Glissement multiple : monocristal orienté selon [001] (X0924E)***

L'éprouvette X0924E s'est déformée par glissement multiple hétérogène. La réplique de surface (figure II.13) a permis d'identifier deux plans octaédriques (111) et ( $\bar{1}\bar{1}$ 1). L'allure compliquée du profil de l'ovalisation du fût semble indiquer que plusieurs directions cristallographiques de glissement sont activées.

En volume, sur une coupe perpendiculaire à l'axe de sollicitation, une simple attaque permet de voir les lignes de glissement (figure II.14). Les espaces entre les lignes de glissement sont de l'ordre de 1-5  $\mu\text{m}$  et, à quelques endroits, le cisaillement des précipités  $\gamma'$  est visible. La déformation est hétérogène également au niveau microscopique. La photo prise en microscopie en transmission sur une lame [100] (figure II.15) montre des zones remplies de dislocations, et des zones non déformées. Les différentes conditions (g) d'extinction testées ont mis en évidence la présence des dislocations dans le système ( $\bar{1}\bar{1}$ 1)[ $\bar{1}$ 01] majoritairement. La distance entre les lignes est évaluée à 2-5  $\mu\text{m}$ . Quelques dislocations de vecteur de Burgers  $\pm \frac{a}{2}[0\bar{1}1]$  glissent dans le plan (111). Ces résultats confirment l'analyse macroscopique des traces sur réplique et nous renseignent sur les directions de glissement activées. Le mode de déformation microscopique est le cisaillement de la phase  $\gamma'$  par les paires de dislocations, mais quand on arrête la sollicitation, les dislocations se localisent dans les couloir de matrice  $\gamma$ .

Plus précisément, les arrangements planaires de dislocations (figure II.15) témoignent d'un glissement planaire localisé. La littérature reporte ce type de structures pour les alliages à faible énergie de faute d'empilement (Lukàs et Klesnil, 1971), comportant des précipités cisailables, des larges tailles de grains et de l'ordre à courte distance (Gerold et Karnthaler, 1989).

Plus particulièrement, dans les alliages à base de nickel durcis par précipitation le mouvement des dislocations est confiné dans des bandes planaires dès les premiers cycles (Laird, 1979). Dans d'autres alliages, comme Cu-Co, Al-Zn-Mg et Al-Cu, le glissement planaire est précédé par une étape de durcissement cyclique initial, lors duquel les dislocations s'accumulent suivant un glissement de type "ondulé" (wavy slip). D'après Mughrabi (1983) cette phase est nécessaire pour la formation ultérieure de bandes de glissement persistantes.

### **Cas du glissement cubique :**

#### ***Monocristal orienté selon [111](X1108B)***

L'aspect beaucoup plus diffus des bandes de glissement, présenté en figure II.16, suggère une déformation macroscopique homogène de l'éprouvette X1108B. Un seul plan cubique a été identifié. Les mesures d'ovalisation du fût mettent en évidence une direction de glissement majoritaire, le système de glissement activé étant (001)[110] : A l'échelle

microscopique, les lignes de glissement sont diffuses et sont visibles du fait de la désorganisation locale de la structure ordonnée  $\gamma$ - $\gamma'$  (figure II.17).

Des observations en microscopie à transmission d'une lame [111] prélevée sur le monocristal AM1 montrent le glissement majoritaire des dislocations dans le plan cubique (001) (figure II.18). Contrairement au glissement octaédrique, où la déformation inélastique s'effectue par cisaillement des  $\gamma'$ , pour le glissement cubique, les dislocations glissent dans des plans {001} et {111}, et la trace de la ligne de glissement, dans le volume du matériau, n'est pas très nette. Il semble que l'on soit en présence de phénomènes de glissement dévié de dislocations de vecteur de Burgers  $\pm \frac{a}{2}[101]$  présentes dans un plan ( $\bar{1}11$ ). De plus, si les dislocations restent bloquées à l'interface  $\gamma$ - $\gamma'$ , alors elles réagissent comme des barrières pour le passage d'autres dislocations. Ceci permet d'expliquer l'écrouissage plus graduel (en fonction de  $\epsilon_p$ ) de l'orientation [111] par rapport aux autres.

### **Cas où glissements cubique et octaédrique coexistent :**

#### ***Eprouvette X1702B [101]***

La réplique de surface, reportée en figure II.19, montre de magnifiques bandes de glissement tout le long du fût de l'éprouvette. Un plan octaédrique ( $\bar{1}\bar{1}1$ ) est activé majoritairement.

L'ovalisation du fût permet d'établir que le glissement le plus important s'effectue selon la direction [011] mais, vu l'étendue de la trace sur la réplique, d'autres directions cristallographiques ont été activées. Localement, un deuxième réseau de traces a été observé (figure II.20), qui pourrait correspondre à du glissement cubique; Ce glissement se retrouve à un autre endroit du fût, sous forme de traces prises en sandwich entre les premières. Ce genre d'observations a été déjà réalisé par Chieragatti (1987) sur le MAR-M200 sur une orientation similaire.

A l'échelle microscopique, les observations en microscopie à balayage mettent en évidence deux réseaux de bandes de glissement :

- les lignes caractéristiques du plan primaire octaédrique, très nettes et rapprochées (figure II.21a). Elle se visualisent par le cisaillement de la phase  $\gamma'$ . Les espaces entre les lignes de glissement peuvent être évalués à 1-5  $\mu\text{m}$ .
- les bandes de déformation plus diffuses, correspondant au plan secondaire cubique (par analogie avec les observations microstructurales faites sur [111]), avec des espaces entre les lignes de 1-5  $\mu\text{m}$  (figure II.21b).

La microscopie en transmission apporte la preuve de la présence simultanée des deux types de glissement à partir d'observations réalisées sur une lame [101] : la figure II.22

montre des dislocations qui cisailent la phase  $\gamma'$  selon un plan (111), alors que d'autres restent dans  $\gamma$  et glissent globalement dans le plan (001). L'identification dans chaque cas des vecteurs de Bürgers montre la prédominance du système (111)  $[\bar{1}01]$  et la présence de (001)  $[\bar{1}01]$ .

### *Eprouvette X1925A ( $\sim[213]$ )*

Le glissement multiple, visible sur la réplique de surface (figure II.23) provient d'une part du fait que cette éprouvette n'est pas une vraie [213] et que d'autre part, elle a subi des déformations inélastiques importantes.

Au moins trois plans de glissement ont accommodé la déformation inélastique, à savoir (001), (100) et ( $\bar{1}\bar{1}$ 1). L'ovalisation du fût donne deux directions particulières activées, [110] et [011]. Malgré la complexité des traces des systèmes actifs sur la réplique, l'ovalisation est relativement simple (figure II.24) et il est tout à fait possible, d'après les facteurs de Schmid des systèmes actifs, que par exemple les deux plans ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) et (100) aient glissé selon [110], puis ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) et (001) selon [011]. On donne les divers facteurs de Schmid des systèmes activés :

$$\begin{array}{ll} m_s(\bar{1}\bar{1}1) [011] = 0,4323 & m_s(\bar{1}\bar{1}1) [110] = 0,3901; \\ m_s(001) [110] = 0,4752 & m_s(100) [011] = 0,4527. \end{array}$$

Vu la multiplicité des glissements mis en jeu, il ne nous a pas paru raisonnable de pousser les investigations au niveau microstructural (transmission). Des observations de la réplique à fort grossissement ont néanmoins permis de mesurer des distances interlignes de glissement de 1-5  $\mu\text{m}$  pour les bandes appartenant aux plans ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) et (001) .

Le tableau II.5 résume les systèmes activés déterminés dans l'étude expérimentale de l'AM1 à 650°C. En prenant le facteur de Schmid maximum des systèmes de glissement reportés dans le tableau II.5, on montre qu'une représentation des courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 en amplitudes de cisssion résolue et de glissement associé ne donne pas une loi d'écrouissage unique (figure II.25).

orientation	nom de l'éprouvette	chargement	plans activés	directions activées
[001]	X2516BT	compression + traction *	$(\bar{1}\bar{1}1)$ et $(1\bar{1}1)$	[101] et $[\bar{1}01]$
[001]	X0924E	cyclique	$(1\bar{1}1)$ et $(111)$ <i><math>(\bar{1}\bar{1}1)</math> et <math>(111)</math></i>	plusieurs $\pm \frac{a}{2} [\bar{1}01]$ et $[0\bar{1}1]$
[111]	X2515B	traction	(001)	$[\bar{1}10]$
[111]	X1108B	cyclique	(001) <i><math>(001)</math> et dévié <math>\{111\}</math></i>	[110] $\pm \frac{a}{2} [101]$
[101]	X2531A	traction * + compression	$(1\bar{1}1)$ et (001)	plusieurs
[101]	X1702B	cyclique	$(1\bar{1}1)$ et {001} <i><math>(111)</math> et <math>(010)</math></i>	[011] $\pm \frac{a}{2} [\bar{1}01]$
[213]	X2531B	traction	$(1\bar{1}1)$	
[213]	X1925A	cyclique	(010) et (001) $(1\bar{1}1)$	[011] et [110]
[213]	X1538A	cyclique	$(1\bar{1}1)$	[011] et [110]

Tableau II.5 : Plans et directions de glissement activés lors des essais monotones et cycliques réalisés sur l'AM1 à 650°C (les systèmes en italiques ont été obtenus par microscopie à transmission).

\* : l'éprouvette est repolée entre les deux séquences.

Afin de mieux comprendre les causes et les effets du glissement cubique sur la réponse des alliages à forte précipitation  $\gamma'$ , nous avons complété notre étude par le comportement cyclique d'un cristal de MAR-M200 orienté selon [111] à 650°C.

### II.1.3. MONOCRISTAUX DE MAR-M200 : COMPORTEMENT DE L'ORIENTATION [111].

Gell. et al (1970) ont mené un certain nombre d'études sur le comportement et l'endommagement en fatigue du MAR-M200 monocristallin, pour des températures de 21°C à 983°C et des fréquences variant de 0,033 à 1058 Hz. Cependant la plupart portent sur des cristaux orientés selon [001], sous chargement uniaxial.

Des études menées sur des cristaux orientés selon [001] et [111] par Kear et al. (1967) montrent une forte anisotropie de la réponse en traction jusqu'à 760°C; le glissement multiple a été mis en évidence dans les deux cas; les valeurs de contraintes atteintes pour [111] dépassent celles obtenues sur [001] pour des températures inférieures à 760°C. Sous sollicitations cycliques, Milligan et al. (1986) ont observé des amplitudes de contrainte les plus élevées pour les orientations aux pôles du triangle standard et plus particulièrement pour les cristaux orientés selon [111]. L'anisotropie du comportement a été attribuée au type de glissement, simple ou multiple, activé lors de la déformation plastique; bien qu'aucune trace ne soit visible sur le fût des éprouvettes orientées selon [111], les auteurs ont conclu, d'après des observations effectuées en transmission, à du glissement octaédrique activé pour toutes les orientations.

D'après l'étude menée par Chieragatti (1987), l'orientation proche de [111] présente un écrouissage plus marqué que les autres orientations, avec des amplitudes de contrainte d'écoulement avoisinant 2000 MPa en cyclique. Les observations de traces de glissement ont montré que le système de glissement activé préférentiellement est {111}<110> à 650°C pour toutes les orientations testées. En ce qui concerne l'existence d'une contrainte moyenne, seule l'orientation proche de [001] présente une contrainte d'écoulement, pour  $\epsilon_p$  donnée, en traction supérieure à celle en compression, comme dans le cas de l'AM1.

#### II.1.3.1. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique.

Afin de confirmer les résultats expérimentaux obtenus sur des monocristaux orientés selon [111], un essai d'écrouissage cyclique a été réalisé à 650°C sur une éprouvette de MAR-M200 d'orientation proche de [111] (n°Y6004B, même lot matière que Chieragatti). La figure II.26 reporte la courbe d'écrouissage cyclique de cet alliage, alors que la figure II.27 s'intéresse plus particulièrement aux orientations proches de [111]. Les résultats que nous avons obtenus sont parfaitement cohérents avec ceux de Chieragatti d'une part, et ceux de la



littérature (Milligan, 1986), où par chance l'éprouvette de durée de vie n°14 possède la même position dans le triangle standard que celle qu'on a testée.

### II.1.3.2. Modes de déformation.

Malgré la présence des carbures qui rend difficiles les observations (par rapport à l'AM1), des bandes de glissement sont visibles, à faible grossissement, tout autour du fût. La figure II.28 présente une vue de la surface en contraste topographique, qui montre bien le caractère homogène de la déformation, alors qu'une image obtenue en contraste chimique révèle la structure de l'alliage parsemée de carbures.

La réplique de surface, présentée en figure II.29, a permis d'identifier deux plans de glissement cubiques, (001) et (100). La développée de la partie utile de l'éprouvette, reportée à la figure II.30, donne la direction secondaire [110] comme direction de glissement. La détermination de ces systèmes est illustrée sur la projection stéréographique (figure II.31).

On présente dans la suite des données de la littérature pour expliquer la présence du glissement cubique observé. Si l'on reprend l'évolution de la cission résolue pour le glissement cubique publiée par Pope et Ezz (1984) pour différentes compositions d'alliage, le glissement cubique est favorisé par l'addition de Mo, Nb, Ta, Ti, et W; cette influence est beaucoup plus forte d'ailleurs que pour le glissement octaédrique (Shah et Duhl 1984, 1988, Miner et al., 1982). Or l'AM1 contient tous ces éléments (tableau I.1) et s'est déformé, pour certaines orientations cristallographiques, par glissement cubique. Malgré l'absence de Ta et Mo, la composition chimique du MAR-M200 est riche en W (~12 contre ~6 pour l'AM1 en poids%), en Ti (~2 contre ~1 pour l'AM1) et contient notamment Nb. Le glissement cubique est tout à fait possible pour le MAR-M200.

Des mesures de limite d'écoulement en compression d'un alliage très proche du MAR-M200 ont été réalisées dans une gamme de températures de 20°C à 900°C (Giamei, 1979). Les faibles valeurs de  $\tau_c$  (cission résolue critique) pour le cristal orienté selon  $\bar{1}11$  ont été attribuées au départ du glissement cubique lors d'un essai de compression.

Les données relatives à la traction du MAR-M200 montrent une décroissance de la cission résolue critique sur le système (111)  $\bar{1}01$  lorsque l'orientation du cristal s'éloigne de [001]. Cela signifie que "l'effet de coeur de dislocations" est plus important que le glissement dévié, comme l'ont montré les travaux de Lall et al. (1979) pour la phase  $\gamma'$  pure.

Les résultats obtenus en fatigue lors de cette étude sur une orientation proche de [111], mettant en évidence du glissement cubique, ne semblent pas en contradiction avec les études citées ci-dessus. Et ce qui ressort de la littérature montre que finalement, pour les orientations proches de [111], l'évolution de la cission résolue critique dans le MAR-M200 suit

celle de la phase  $\gamma'$  pure; de nombreux auteurs ont observé le glissement cubique dans  $\gamma'$  pure à température intermédiaire (annexe A1).

Ainsi, il n'y a pas de raisons pour que les mécanismes de déformation (au niveau des systèmes actifs) diffèrent entre l'AM1 et le MAR-M200 à 650°C. De plus, les courbes d'écrouissage cyclique de ces deux nuances pour [111] ont la même allure : c'est la seule orientation, rappelons-le, qui présente un écrouissage plus progressif en fonction de l'amplitude de déformation inélastique appliquée. Alors que pour les deux alliages, les autres courbes d'écrouissage cyclique (pour [001], [101], [213]) atteignent rapidement un plateau de saturation avec l'amplitude de déformation inélastique. Par contre, les différences de niveaux de contrainte atteints pour la direction [111] peuvent s'expliquer par une différence sur l'évolution de la cission résolue critique pour le glissement cubique en fonction de la température, alors qu'il est probable que pour le glissement octaédrique, les valeurs des cissions entre les deux alliages sont similaires. Le premier argument concerne le rôle des éléments d'alliage qui influent surtout sur l'activation du glissement cubique et peu sur le glissement octaédrique; ensuite il est probable que l'écrouissage pour le glissement cubique est beaucoup plus important pour le MAR-M200 que pour l'AM1 : des résultats d'identifications du modèle de cette étude sur l'AM1 (paragraphe III.4) et le MAR-M200 (Vincent et al, 1988) à 650°C sous sollicitations cycliques donnent une cission résolue critique calculée identique pour le glissement octaédrique (200MPa); par contre, pour le glissement cubique, elle vaut 170 MPa pour l'AM1 et 120 MPa pour le MAR-M200 et ensuite les paramètres d'écrouissage sont beaucoup plus élevés pour le second alliage.

*L'étude expérimentale réalisée à 650°C sur l'AM1 montre que l'anisotropie du comportement inélastique est reliée à la nature du glissement activé, octaédrique ou cubique. Plus l'orientation du cristal s'éloigne de [001], et plus l'activation du glissement cubique devient facile. La déformation des monocristaux orientés [001] se fait par glissement octaédrique hétérogène alors que la direction [111] se déforme par glissement cubique plus homogène; la localisation est importante et le glissement est 50 fois plus élevé dans les bandes. L'écrouissage est plutôt isotrope pour le glissement octaédrique et plutôt cinématique pour le glissement cubique. Enfin on note l'existence d'une contrainte moyenne de traction pour la direction [001], et de compression pour les autres.*

## II.2. COMPORTEMENT CYCLIQUE DE L'AM1 A 20°C.

Dans cette partie sont rassemblés les résultats de deux essais d'écrouissage cyclique réalisés à 20°C sur des éprouvettes d'orientation proche de [001](X2530BT) et [111](X2516B). D'après les modes de déformation mis en évidence à 650°C, on s'attend à avoir une déformation très hétérogène, voire instable. C'est pourquoi les essais ont été interrompus, afin de permettre la prise de réplique. Par ailleurs, l'absence de four a permis de visualiser à chaque cycle la progression de la déformation inélastique.

### II.2.1. RÉPONSE MÉCANIQUE.

#### II.2.1.1. Instabilités de déformation : cas de l'orientation proche de [001] (X2530BT).

La réponse parfaitement plastique des monocristaux  $\gamma$ - $\gamma'$  orientés selon [001] mise en évidence essentiellement sous sollicitations monotones (Miner et al, 1986a) rend le pilotage de l'essai en déformation totale difficile. Néanmoins, cette procédure a été adoptée. Dès le premier niveau de déformation inélastique non nulle atteint ( $\Delta\epsilon_t = 1,7\%$ ), l'allure de la boucle contrainte-déformation totale varie énormément entre le 1<sup>er</sup> et le dernier cycle, pour se stabiliser au 6<sup>ème</sup> cycle. La figure II.32 reporte cette évolution. Ce phénomène se répète pour les niveaux de déformation imposée supérieurs. L'amplitude de déformation plastique chute de  $2,8 \cdot 10^{-3}$  à  $8,1 \cdot 10^{-4}$ , pendant que la contrainte augmente de 1932 MPa à 2054 MPa; Vincent (1986) constate cette instabilité sur un alliage base nickel à gros grains orientés au voisinage de [001], le MAR-M004, à 20°C.

#### II.2.1.2. Influence de l'orientation cristallographique.

Les cycles enregistrés lors de l'essai sur l'éprouvette X2516B d'orientation proche de [111] se stabilisent très vite, comme à 650°C, et ne présentent pas d'instabilités plastiques. La comparaison des boucles  $\sigma$ - $\epsilon_t$  pour une même amplitude de déformation inélastique, reportée en figure II.33, montre que les niveaux de contrainte atteints sont énormes, comparativement à 650°C. Si on tente de tracer la courbe d'écrouissage cyclique pour [001], en reportant les valeurs relatives au premier cycle et au cycle stabilisé, (figure II.34), l'orientation [111] présente un écrouissage plus important que [001], contrairement au cas de 650°C. Il est difficile de comparer ces résultats avec d'autres car la littérature ne mentionne aucun essai cyclique sur une orientation [111] à 20°C. Miner et al. (1986a), sur le René N4 testé en traction et en compression, trouvent une limite d'élasticité proche de 1000 MPa pour l'orientation parfaite  $\bar{[111]}$ , alors que l'orientation [001] ( $3^\circ/z$ ) présente une limite d'élasticité de 940 MPa.

En ce qui concerne la contrainte maximale atteinte à rupture, Caron (1988) reporte des valeurs de 1700 MPa pour un cristal de CMSX2 d'orientation proche de [111], et 1100 MPa pour [001], le comportement de l'orientation [110] se situant à un niveau inférieur. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenues sur le PWA 1480 en traction par Shah et Duhal (1984).

### II.2.1.3. Dissymétrie traction-compression.

L'orientation proche de [001] présente une limite d'écoulement en traction supérieure à celle en compression pour tous les niveaux de déformation totale imposée; malgré la constatation qu'on ne peut pas vraiment tracer une courbe d'écrouissage cyclique pour cette orientation, il est possible de mesurer une contrainte moyenne constante pour tous les cycles. Cette contrainte moyenne est de l'ordre de + 60 MPa. Par contre, l'orientation proche de [111] présente une contrainte moyenne négative aux faibles amplitudes de déformation plastique, de l'ordre de -100 MPa à  $\Delta\epsilon_p = 2,5 \cdot 10^{-4}$ . A partir de  $\Delta\epsilon_p = 2,5 \cdot 10^{-4}$ , la contrainte moyenne devient insignifiante (-10 MPa). Umakoski et al (1984) ont constaté l'existence d'une contrainte moyenne sur Ni<sub>3</sub>(Al, Ta) à 20°C : les cristaux orientés selon [001] ont une limite d'écoulement plus forte en traction, alors que c'est l'inverse pour  $\bar{[111]}$  et [011]. Sinon, sur les monocristaux base-nickel  $\gamma-\gamma'$ , Miner et al (1986b) reportent une dissymétrie pour des cristaux de René N4 en compression pour des orientations proches de [101] et [001]. En ce qui concerne [001], les auteurs précisent aussi que les éprouvettes de traction et compression ne proviennent pas du même lot matière, et que le résultat n'est pas significatif.

A température ambiante, Dollar et Bernstein (1988) proposent une approche pour calculer la limite d'écoulement de l'orientation [001]. Ils expliquent en fait que les modèles conventionnels, qui considèrent les limites d'écoulement de chacune des phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  (Honeycombe, 1984) surestiment quantitativement la limite d'élasticité de l'alliage biphasé par rapport à celle de  $\gamma'$  pure. En reprenant le modèle développé par Copley et Kear (1967) puis par Hüther et al (1978), pour des alliages durcis par précipitation de particules cohérentes, ordonnées, et de grande taille, on trouve comme expression de la cisssion résolue critique :

$$\tau_c = \left( \frac{Ea}{2b} \right) - \left( \frac{T}{br} \right) + [m_s (\tau_m + \tau_p)] \quad \text{II.5}$$

où :

- Ea : énergie de paroi d'antiphase,
- b : vecteur de Burgers,
- T : tension de ligne de la dislocation,
- m<sub>s</sub> : facteur de Schmid,
- $\tau_m$  : cisssion résolue critique dans la matrice  $\gamma$ ,
- $\tau_p$  : cisssion résolue critique du précipité  $\gamma'$ ,
- r : rayon des précipités  $\gamma'$ .

Dollar (1988) propose, d'après ses observations in-situ, de prendre les paramètres suivant pour le PWA 1480 à 20°C :

$$G = 57 \text{ GPa},$$

$$b = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$

$$r = 0,15 \cdot 10^{-4} \text{ (Mesures obtenues en microscopie à transmission),}$$

$$T = \left( \frac{Gb^2}{2} \right) \text{ et } E_a = \left( \frac{cGb^2}{2\pi d} \right),$$

$$c = 1 \text{ pour une dislocation vis},$$

$$d = 4,8 \text{ mm (mesure de la distance entre deux superpartielles),}$$

$$E_a = 118 \text{ mJ/m}^2 \text{ estimée et les valeurs des cission résolues critiques des deux phases, tirées de Copley et Kear (1967) sont } \tau_m = 180 \text{ MPa et } \tau_p = 115 \text{ MPa.}$$

Le calcul conduit alors à une cission critique de 317 MPa, soit dans notre cas avec un facteur de Schmid de 0,4315 pour le système {111}<110> (tableau II.6) une limite d'élasticité  $\sigma_y$  de 735 MPa. Cette valeur est inférieure à la limite d'élasticité expérimentale évaluée à 980 MPa. En fait, Dollar (1988) suggère de rajouter un terme de durcissement, dû à l'accumulation des dislocations dans la matrice  $\gamma$ . Il propose une expression ( $M^{-1}\alpha Gbp^{1/2}$ ) où  $\alpha$  est une constante égale à 0,6, et  $p$  la densité de dislocations totale. Des observations en transmission sur le PWA1480 ont permis d'évaluer  $p$  à  $1,3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2}$ . Le gain de durcissement peut être alors calculé et vaut 238 MPa, soit au total  $\sigma_y = 973 \text{ MPa}$ .

Ainsi, en reprenant des données, certes abondantes dans la littérature, sur le PWA1480, une bonne corrélation est obtenue entre la valeur de limite d'élasticité en traction de notre éprouvette [001] et la valeur théorique calculée, à 20°C (tableau II.6).

Par contre, ce modèle ignore la dissymétrie traction-compression mise en évidence expérimentalement à 20°C sur [001] dans cette étude. Par ailleurs si on applique le modèle LCP (Lall et al., 1979) explicité dans le paragraphe II.1 sur l'AM1 à 650°C, à partir des données relatives au René N4 à température ambiante (Miner et al., 1986b) :

$$b_1 = 2,47 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}$$

$$b_2 = 0,014 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}$$

$$b_3 = -0,3 \cdot 10^{-3} \text{ MPa}$$

On reprend l'expresion de la limite d'élasticité :

$$\sigma_y = (b_1 S_1 + b_2 S_2 + \delta \cdot b_3 S_3)^{-1} \quad \text{II.6}$$

( $\delta = +1$  en traction,  $-1$  en compression)

Les valeurs absolues des limites d'écoulement dépendent du matériau, et les limites d'écoulement des essais cycliques (tableau II.7) ne peuvent pas être correctement décrites par le modèle LCP (Lall, Chin et Pope, 1979) à partir des données du René N4. En l'occurrence, les valeurs calculées sont inférieures aux limites d'écoulement initiales. Cependant, les valeurs

obtenues pour la contrainte moyenne sont en bon accord avec les valeurs calculées (tableau II.7).

orientation	nom de l'éprouvette	$S_1$ ( $\bar{1}\bar{1}1$ )[011]	$S_2$ (100)[011]	$S_3$ ( $\bar{1}\bar{1}1$ )[21 $\bar{1}$ ]
[001]	X2530BT	0,4315	0,0446	0,2028
[111]	X2516B	0,2874	0,4524	- 0,0087

**Tableau II.6 : Facteurs de Schmid correspondant aux monocristaux d'AM1 sollicités à 20°C.**

orientation	nom de l'éprouvette	$\sigma_t$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_c$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_t$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_c$ (MPa) <i>calculée</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>exp</i>	$\sigma_m$ (MPa) <i>calculée</i>
[001]	X2530BT	1200	- 1145	994	- 887	+ 55	+107
[111]	X2516B	1620	- 1630	1391	- 1401	- 10	- 10

**Tableau II.7 : Contraintes calculées et expérimentales pour des monocristaux d'AM1 sollicités à 20°C.**

Lorsque l'on regarde plus attentivement les prédictions obtenues par Miner et al. (1986b) à 20°C sur des monocristaux orientés selon [001], on note que les résultats obtenus dans la présente étude sont meilleurs, bien que les coefficients du René N4 aient été utilisés.

Cela provient du fait qu'expérimentalement, les auteurs ont mesuré une contrainte moyenne négative pour les orientations proches de [001] alors que d'autres résultats montrent que la contrainte moyenne est positive sur [001]. Ainsi Shah et Duhl (1984) ont mesuré les limites d'écoulement à 0,2% de déformation inélastique lors d'essais uniaxiaux de traction, et de compression, sur le PWA 1480. L'orientation [001] présente une contrainte moyenne en tension (~ 280 MPa) alors que celle mesurée pour  $\bar{1}\bar{1}1$  est beaucoup plus faible, de l'ordre de -30 MPa.

En conclusion, la dissymétrie traction compression est plus prononcée à 20°C qu'à 650°C, avec une contrainte moyenne de tension pour [001], de compression pour [111], cette dernière étant très faible aux deux températures étudiées.

## II.2.2. MODES DE DEFORMATION.

### II.2.2.1. Déformation de l'orientation [001](X2530BT).

La réversibilité, ou l'irréversibilité, du glissement a été étudiée en détails lors de la fatigue du cuivre monocristallin à température ambiante (Watt et al., 1968) (Mughrabi, 1973) (Finney et Laird, 1975).

Pourtant, suivant que les auteurs se sont placés à l'échelle de l'éprouvette, ou à une échelle microscopique, la notion de réversibilité diffère. Ainsi Finney et Laird (1975) ont quantifié la **réversibilité "globale"** du glissement par des mesures interférométriques sur des cristaux sollicités cycliquement, polis, puis sollicités de nouveau, par opposition à **l'irréversibilité locale**, dans une bande de glissement persistante individuelle. D'après Mughrabi (1973), le mouvement des dislocations dans une BGP n'est pas réversible sur le plateau de saturation. Ceci est corroboré par les observations d'accumulation de déformation, appelée "Strain burst", par Buchinger, Yan et Laird (1985).

Dès le premier quart de cycle de déformation inélastique, une macrobande de déformation apparaît sur le fût de l'éprouvette X2530BT ( $5^\circ/[001]$ ), suivie d'une seconde, de vecteur de Burgers opposé, lors de la compression suivante. L'allure de cette bande de glissement est représentée en figure II.35, avec le cycle mécanique correspondant ( $\Delta\epsilon_p = 2.43 \cdot 10^{-3}$ ). Un grossissement (figure II.36) de cette macrobande montre bien qu'elle est constituée de deux bandes de glissement qui apparaissent sous des contrastes différents : une en traction (en noir), une en compression (en blanc). Au dessus de cette macrobande, une fine bande de glissement, appartenant au même plan, est visible.

En fait, dans le cuivre monocristalin, une telle morphologie n'a pas été rencontrée et de plus, Basinski et al (1989) ont montré que la géométrie des BGP, dans le cuivre, était variable à 20°C, et très sensible aux conditions cycliques imposées.

Ainsi, le premier cycle de cet essai nous laisse sur l'impression d'une déformation irréversible dans les bandes de glissement dans le cas des monocristaux  $\gamma-\gamma'$ .

#### **- A amplitude de déformation constante.**

Le phénomène mis en évidence lors du premier cycle se répète au second cycle : au dessus de la macrobande de déformation générée au premier cycle apparaissent une bande lors de la traction suivante, et une seconde lors de la compression, exactement similaires aux premières, de vecteur de Burgers opposés. Au 6<sup>ème</sup> cycle, des macrobandes (12 en tout) sont visibles sur tout le fût, et au 7<sup>ème</sup> cycle, ce phénomène laisse place à la création de fines bandes de glissement qui apparaissent dans les macrobandes.

Ce second processus, qui s'effectue dans le même plan de glissement, continue jusqu'à la stabilisation au 11<sup>ème</sup> cycle. La figure II.37 montre le fût de l'éprouvette lors du chargement à amplitude de déformation de 1,7%, et la progression de la déformation inélastique par à-coups.

L'inclinaison des macrobandes qui débouchent tout autour du fût est telle qu'on se rend bien compte qu'elles ne peuvent pas remplir toute l'éprouvette. Il apparaît ainsi au 6<sup>ème</sup> cycle un second mécanisme de déformation. Les bandes plus fines sont visibles sur la réplique de surface, présentée en figure II.38, qui correspond à l'état de déformation du cristal au cycle stabilisé (11<sup>ème</sup> cycle).

**- Lorsque l'amplitude de déformation augmente.**

Au niveau de déformation totale imposée supérieur, un second système de glissement est activé, et les bandes de glissement sont fines. La déformation inélastique lors des niveaux supérieurs s'effectue par glissement dans les deux plans activés, et des bandes fines continuent à apparaître dans les premières, et les "épaississent" (figure II.39).

La déformation inélastique est hétérogène et s'effectue selon le plan de glissement octaédrique ( $\bar{1}\bar{1}1$ ). Des observations in situ en transmission sur la phase  $\gamma'$  pure de CMSX2, orientée selon [001], sollicitée en traction à 25°C (Lours et al, 1991) ont montré que la déformation s'effectue par glissement de dislocation  $b = \pm a [110]$  dans des plans octaédriques. Dans  $\gamma-\gamma'$ , la déformation monotone est hétérogène, et les précipités sont cisailés (Milligan, Antolovitch, 1991). L'interface  $\gamma-\gamma'$  semble jouer un grand rôle dans le mécanisme de durcissement, notamment comme barrière au passage des dislocations. C'est ce qui a été observé sur des lames minces prélevées dans des éprouvettes de PWA 1480E (Chen et al, 1991) testées en traction à 22°C, dans l'hélium. Toutes les orientations testées, ([001], [013], [110], [123], [112] et [223]), présentent du glissement octaédrique. Même l'orientation [111] s'est déformée par glissement octaédrique, ce qui n'est pas le cas pour une orientation [111] de superalliage PWA 1480 (Shah et Duhl, 1984) où du glissement cubique a été observé. Les auteurs (Chen et al., 1991) attribuent cette déviation aux différences de composition chimique; l'addition notamment de Mo, Nb, Ta, Ti, et W favorise le glissement cubique, et le PWA 1480E comporte ces éléments en plus faibles quantités que l'autre alliage.

Connaissant le plan de glissement activé, on a tenté de représenter, lors de la première séquence ( $\Delta\epsilon_t$  imposée = 1,7%), les variations de l'amplitude de cisssion résolue ( $m_s = 0,4315$ ) en fonction de l'amplitude accumulée de glissement résolu correspondant. Sur ce graphe, présenté en figure II.40, chaque point correspond à un cycle. Trois stades sont mis en évidence:

- Le *stade I* correspond à l'apparition et à la multiplication des macrobandes, du cycle 1 au cycle 5.



- Dans le *stade II* les macrobandes se remplissent de bandes plus fines du cycle 5 au cycle 9.
- La stabilisation au cycle 9 se traduit à nouveau par un plateau (en  $\Delta\gamma/2$  accumulée) et caractérise le *stade III*.

Ce graphe est à rapprocher directement de la courbe obtenue par Mughrabi (1978, 1981) sur le cuivre monocristallin, avec la réserve toutefois que dans le cas du cuivre, les essais sont conduits à  $\Delta\epsilon_p$  imposée et chaque point représente un cycle stabilisé. Néanmoins, le stade de microplasticité (où  $\tau_s$  croît avec  $\gamma_{pl}$ ) noté A, n'a pas été mis en évidence ici parce qu'on a obtenu tout de suite une macrobande. Le stade B, qui correspond à un plateau et au remplissage des bandes (la fraction volumique passe de 0 à 100% dans le cuivre monocristallin pur) est bien équivalent au stade I mis en évidence ici.

Un des résultats importants obtenu sur le cuivre monocristallin à 20°C est que la fraction volumique de BGP augmente linéairement avec le glissement local plastique cumulé, à cisssion résolue constante (car on est sur le plateau de la courbe  $\tau_s - \gamma_{pl}$  du cuivre). Pour l'AM1 orienté selon [001], il a été possible de déterminer une fraction volumique de bandes en fonction de l'amplitude de glissement cumulé lors de la première séquence ( $\Delta\epsilon_t = 1,7\%$ ). Cette fraction volumique a été quantifiée par la mesure de l'épaisseur de chaque macrobande rapportée à la longueur utile de matière testée (sans les têtes d'éprouvette) à chaque cycle, jusqu'au 6<sup>ème</sup> cycle. On constate tout d'abord qu'au cycle stabilisé, la fraction volumique maximale atteint 35% et pas 100% comme dans le cuivre pur; cette limite est due à la nature biphasée de l'AM1 : Lee et Laird (1983, 1984) ont montré que dans des alliages à base d'aluminium, la fraction volumique de bandes mesurée à la fin du "plateau" vaut 14%, et que la localisation est plus importante dans les alliages que dans les métaux purs.

La fraction volumique de bandes obtenue est reportée à la figure II.41 en fonction de la demi amplitude de glissement local cumulé. La fraction volumique de bandes de glissement augmente linéairement avec le glissement local plastique cumulé. Les résultats de Mughrabi (1978) sur des monocristaux de cuivre orientés pour le glissement simple sont aussi représentés. De même, les points obtenus par Vincent (1986) sur le MAR-M004, un alliage à gros grains, sont reportés en convertissant la déformation axiale en cisaillement, en prenant un facteur de Schmid égal à 0,5.

Winter (1974) a émis l'hypothèse que l'amplitude de déformation plastique au niveau du plateau de la courbe contrainte-déformation était essentiellement accomodée par le cisaillement dans les BGP et que la matrice extérieure aux BGP ne pouvait qu'accomoder une très faible déformation.

La simple loi de mélange  $\epsilon_p = f.\epsilon_b + (1-f)\epsilon_m$ , où  $f$  est la fraction volumique de bandes,  $\epsilon_m$  la déformation inélastique dans la matrice et  $\epsilon_b$  la déformation inélastique dans les bandes peut s'écrire dans notre cas sous la forme :

$$\frac{\Delta\gamma_p}{2} = f \left( \frac{\Delta\gamma_b}{2} \right) \text{ bandes} + (1-f) \left( \frac{\Delta\gamma_m}{2} \right) \text{ matrice} \quad \text{II.7}$$

Les valeurs pour le cuivre monocristallin sont  $\epsilon_b = 3,75 \cdot 10^{-3}$  et  $\epsilon_m = 3 \cdot 10^{-5}$ ,

$$\text{soit } \frac{\Delta\gamma_b}{2} = 7,5 \cdot 10^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\gamma_m}{2} = 6 \cdot 10^{-5}.$$

Pour le MAR-M004, Vincent (1986) a déterminé les coefficients suivants  $\epsilon_b = 1,28 \cdot 10^{-2}$  et  $\epsilon_m = 4,5 \cdot 10^{-5}$ ,

$$\text{soit } \frac{\Delta\gamma_b}{2} = 2,56 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta\gamma_m}{2} = 9 \cdot 10^{-5}.$$

Pour l'AM1, les valeurs correspondantes au modèle à deux phases, écrit en amplitude de cisaillement cumulé, sont  $\frac{\Sigma\Delta\gamma_b}{2} = 3,75 \cdot 10^{-2}$  et  $\frac{\Sigma\Delta\gamma_m}{2} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ .

La déformation plastique accommodée en moyenne dans les bandes est environ cinq fois supérieure dans le cas de l'AM1 que dans celui du cuivre pur. Ce facteur correspond au rôle important des précipités dans les alliages à haute résistance, qui localisent la déformation dans les bandes de glissement plus fortement que dans un alliage monophasé.

#### II.2.2.2. Déformation de l'orientation proche de [111] (X2516B).

Les différences de comportement entre l'orientation [001] et [111] se retrouvent au niveau des mécanismes de déformation inélastique mis en jeu. La déformation est beaucoup plus homogène, comme à 650°C pour [111] et les bandes de glissement, très fines, sont difficilement visibles à l'oeil nu (figure II.42). Plusieurs systèmes cubiques ont été activés, (001) et (100), dès les premiers cycles. L'ovalisation du fût de l'éprouvette a permis de détecter au moins les deux directions  $[\bar{1}\bar{1}0]$  et  $[0\bar{1}1]$  activées. Ces résultats sont résumés dans le tableau II.8.

Orientation	nom de l'éprouvette	chargement	plans activés	directions activées
[001]	X2530BT	<i>cyclique</i>	$(\bar{1}\bar{1}1)$	plusieurs dont [101]
[111]	X2516B	<i>cyclique</i>	(001) et (100)	$[\bar{1}\bar{1}0]$ et $[0\bar{1}1]$

Tableau II.8 : Plans et directions de glissement activés lors des essais cycliques réalisés sur l'AM1 à 20°C.

Le comportement des monocristaux de superalliage à base de nickel  $\gamma$ - $\gamma'$  orientés selon [111] a été très peu étudié à 20°C, même en traction simple. Sur la phase  $\gamma'$  pure, on a vu dans la littérature, résumée à l'annexe A1, que le glissement cubique a été très tôt mis "macroscopiquement" en évidence, et confirmé par des essais in-situ, même à température ambiante. Plus récemment, Clément et al (1991a et 1991b) ont quantifié la cission critique résolue correspondant au mouvement des dislocations vis dans les plans cubiques de la phase  $\gamma'$  pure de CMSX2. Ils ont montré, par leurs "mesures" reportées en annexe A.1, que la cission résolue pour le glissement cubique n'augmente pas lorsque la température diminue de 500K à 140K.

Dans les alliages biphasés, Caron et Kahn (1988) ont identifié les traces du glissement sur des éprouvettes de CMSX2, déformées en traction à 20°C; L'orientation [111] présente du glissement multiple  $\{001\}\langle 110\rangle$ . Ces résultats sont en accord avec nos observations sur l'écrouissage cyclique des monocristaux orientés selon [111].

*Le comportement cyclique de l'AM1 à 20°C diffère suivant l'orientation cristallographique : la réponse du monocristal [001] présente de fortes instabilités; la fraction volumique de bandes augmente linéairement avec l'amplitude de glissement cumulé à l'intérieur d'un domaine borné par la déformation dans une bande ( $\frac{\Sigma\Delta\gamma_b}{2} = 3,75 \cdot 10^{-3}$ ) et la déformation maximale admise par la matrice ( $\frac{\Sigma\Delta\gamma_m}{2} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ ). Ce comportement est analogue à ce qui a été rencontré dans le cuivre et le MAR-M004. Il se déforme par glissement octaédrique et l'écrouissage est de nature isotrope. Le monocristal [111] présente du glissement multiple cubique et l'écrouissage est plutôt cinématique.*

## II.3. COMPORTEMENT CYCLIQUE DE L'AM1 A HAUTE TEMPÉRATURE.

La similitude de comportement entre 950°C et 1100°C incite à regrouper dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus sur l'AM1 à ces deux températures. La première partie détaille le comportement expérimental observé à 950°C, alors que les spécificités du comportement à 1100°C font l'objet d'un second paragraphe.

### II.3.1. COMPORTEMENT CYCLIQUE DE L'AM1 À 950°C.

De nombreux superalliages à base de nickel ont été étudiés à 950°C, notamment en fluage, et aussi en fatigue. Dans la plupart des cas, seule l'analyse en microscopie à transmission a permis de déterminer les modes de déformation; il nous a paru intéressant pour la suite de détailler la bibliographie relative au comportement mécanique à haute température des alliages durcis par précipitation; le point précis de l'influence des conditions de chargement (niveau de contrainte et vitesse de sollicitation) sur les modes de déformation fait l'objet de l'annexe A.2.

#### II.3.1.1. Réponse mécanique.

##### *II.3.1.1.a. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique.*

Les éprouvettes d'orientation proches de [001] (X1028D), [111] (X1108A), [101] (X1704B) et [213] (X1928B) (figure II.1) ont été sollicitées en fatigue à deux vitesses de sollicitation,  $2 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$  et  $9 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ . La description de ces essais est résumée dans le tableau II.9. Ces essais ont été doublés par un chargement sous vide à une fréquence de 0,1 Hz (vitesse de  $10^{-4} \text{s}^{-1}$ ) afin de confirmer certaines observations sur les éprouvettes d'orientation proches de [001] (X2531BT), [111] (X2515C), [101] (X2517C) et [213] (X2532B).

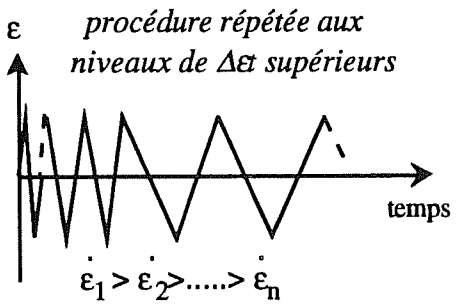
Orientation	nom de l'éprouvette	type de chargement	vitesse de déformation
[001]	X1028D	 <p>procédure répétée aux niveaux de <math>\Delta\epsilon</math> supérieurs</p> <p><math>\epsilon_1 &gt; \epsilon_2 &gt; \dots &gt; \epsilon_n</math></p>	$2 \cdot 10^{-4} / 9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
[111]	X1108A		
[101]	X1704B		
[213]	X1928B		

Tableau II.9 : Les différents essais réalisés sur l'AM1 à 950°C pour mettre en évidence l'anisotropie du comportement.

La première constatation importante, qui tranche avec le comportement mécanique à plus basse température, est qu'il n'y a presque plus de stade d'écoulement facile, mais une consolidation du matériau avec la déformation inélastique. Cette consolidation varie selon les orientations : le monocristal d'orientation [001] ne cesse de s'écrouir avec la déformation inélastique (figure II.43) et son comportement présente l'écrouissage le plus important. Le domaine d'élasticité, très réduit pour toutes les orientations, est suivi d'une réponse inélastique anisotrope (figure II.44).

Une limite d'élasticité apparente a été estimée lors des chargements croissants, en partant de cycles dans le domaine élastique, à 296 MPa pour le comportement du monocristal orienté [111] et 490 MPa pour l'orientation [001]. Le critère est défini par rapport à la sensibilité du capteur de déformation, soit une amplitude de déformation inélastique de  $10^{-5}$ . La dissymétrie traction-compression observée à 20°C et 650°C est pratiquement inexistante à haute température; il semble néanmoins que la limite d'écoulement en traction du monocristal orienté [111] soit légèrement supérieure à celle mesurée en compression, avec une différence d'environ 30 MPa. Shah et Duhl (1984) ont mis en évidence la disparition de la contrainte moyenne dès 900°C, pour toutes les orientations sauf [111], en mesurant la limite d'élasticité à 0,2% de déformation inélastique, et ceci dans le PWA 1480. Depuis, cette singularité est citée pour d'autres monocristaux, comme le René N4 (Gabb et al., 1986a).

On représente l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique à la vitesse de sollicitation donnée  $10^{-3}\text{s}^{-1}$  pour différents superalliages monocristallins aux figures II.45 à II.47; sur une même courbe apparaissent les comportements de divers monocristaux de compositions très proches -AM1 (Poubanne, 1989a et 1989b) et CMSX2 (Nouailhas et al., 1990b)- et d'orientations très voisines. Une légère désorientation du

cristal par rapport à la direction [001] joue peu sur la réponse cyclique (figure II.45); il en est de même pour des éprouvettes orientées autour de [111] (figure II.46). Par contre, une désorientation de 7 degrés du monocristal autour de l'orientation [213] engendre une dispersion des amplitudes de contraintes mesurées pour une amplitude de déformation inélastique fixée (figure II.47).

#### *II.3.1.1.b. Influence de la vitesse et d'un temps de maintien sur la réponse cyclique.*

Une des caractéristiques essentielle du comportement de l'AM1 à haute température est la viscosité du comportement. L'application d'une formulation viscoplastique de l'approche utilisée dans la suite nécessite la connaissance de la contribution visqueuse au comportement cyclique.

Le premier effet est celui de la vitesse de déformation; on teste quelques vitesses, et on regarde les amplitudes de contraintes atteintes pour une déformation imposée.

Une seconde procédure, qui complète la première, consiste à relaxer la contrainte avec le temps pour une déformation totale fixée constante : l'évolution de la contrainte s'accompagne d'une évolution continue de la vitesse de déformation inélastique lors de la phase de relaxation. On choisit d'effectuer le temps de maintien lorsque la déformation totale imposée est maximale, et de le faire à chaque cycle. On impose là aussi différentes vitesses de cyclage -en fait la vitesse de montée influe sur la réponse en relaxation ultérieure-. Pour résumer, la procédure de **relaxation cyclique** retenue consiste à maintenir la déformation totale imposée maximale constante (sur un cycle inélastique) pendant un certain temps afin de relaxer la contrainte jusqu'à stabilisation : la contrainte n'évolue plus. De plus, **le temps de maintien est réalisé à chaque cycle** jusqu'à la stabilisation des cycles. Ce chargement correspond à un cycle de fonctionnement moteur, où la phase stabilisée entre les transitoires peut être représentée par le temps de maintien en traction par exemple.

On s'intéresse plus particulièrement aux monocristaux orientés selon [001] et [111], car ces deux directions présentent deux comportements extrêmes associés à deux types de glissement activés. Pour éviter les disparités de résultats liés à la cristallographie des éprouvettes monocristallines, les deux procédures -plusieurs vitesses en cyclage pur, et relaxation cyclique- sont réalisées sur une même éprouvette. Pratiquement, à chaque niveau de déformation totale imposée, des cycles purs sont réalisés à plusieurs vitesses  $\dot{\epsilon}_1 > \dot{\epsilon}_2 > \dot{\epsilon}_3$ ; cet ordre garantit une amplitude de déformation inélastique croissante. De plus, des cycles comportant un temps de maintien (une dizaine par vitesse de déformation imposée pour avoir la stabilisation cyclique) sont réalisés à certains niveaux de déformation : la relaxation de contrainte s'accompagne d'une amplitude de déformation inélastique élevée, et peu de niveaux de déformation peuvent être réalisés; on choisit alors de doubler certains cycles avec une seconde éprouvette et de compléter les essais. Des temps de maintien de 18 à 30 minutes ont été nécessaires pour que la contrainte ne chute pratiquement plus. On résume dans le tableau II.10 les éprouvettes et les chargements utilisés.

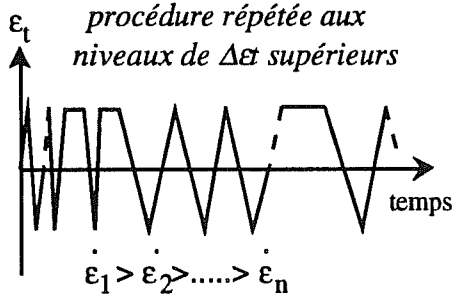
Orientation	nom de l'éprouvette	type de chargement	vitesse de déformation
[001]	X2517BT	 <p>procédure répétée aux niveaux de <math>\Delta\epsilon_t</math> supérieurs</p> <p><math>\dot{\epsilon}_1 &gt; \dot{\epsilon}_2 &gt; \dots &gt; \dot{\epsilon}_n</math></p>	$2 \cdot 10^{-4} / 9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
[111]	X1930B		-----
[001]	X2525BT		$2 \cdot 10^{-5} /$
[001]	X2535BT		$9 \cdot 10^{-5} / 9 \cdot 10^{-4} / 9 \cdot 10^{-3}$
[111]	X2515D		$2 \cdot 10^{-5} / 2 \cdot 10^{-4} / 2 \cdot 10^{-3}$

Tableau II.10 : Les différents essais réalisés sur l'AM1 à 950°C pour mettre en évidence la viscosité du comportement.

On reporte dans un premier temps l'effet de la vitesse sur la courbe d'écrouissage cyclique de l'AM1 à 950°C. Le comportement cyclique du monocristal orienté selon [001] dépend de la vitesse (figure II.48) : pour une amplitude de déformation inélastique de 0,3%, l'amplitude de contrainte passe de 1350 MPa à 1700 MPa, soit un écart de 20%, lorsque la vitesse de sollicitation est multipliée par 100. Le comportement cyclique du monocristal orienté selon [111] est encore plus sensible à la vitesse et l'écart d'amplitudes de contrainte atteint 33% dans les mêmes conditions (figure II.49). Ces écarts augmentent un peu avec l'amplitude de déformation. L'AM1 présente une sensibilité positive à la vitesse, c'est à dire que l'amplitude de contrainte augmente avec la vitesse de déformation. Dans d'autres superalliages à base de nickel, un effet négatif à la vitesse est rapporté sur des matériaux à faible fraction volumique de phase durcissante; en fait, on constate aussi dans la littérature l'existence d'une température critique au delà de laquelle l'effet devient positif. La sensibilité négative obtenue en fatigue à 700°C dans l'Udimet 500 (Ménigault, 1988) se limite à une gamme de vitesses de  $10^{-2}$  à  $4 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Au deçà, il y a adoucissement du matériau avec la vitesse.

On s'intéresse maintenant au comportement de l'AM1 en **relaxation cyclique**. Comme en fatigue continue, les cycles comportant un temps de maintien se stabilisent très vite (5 cycles). La quantité de contrainte relaxée à 30 minutes ne varie pas non plus d'un cycle à l'autre et on regarde là aussi un comportement stabilisé; rappelons que ce n'est pas le cas lorsque la relaxation de contrainte est effectuée une seule fois après un cyclage continu, et Ménigault (1988) a montré à ce sujet des différences de comportement suivant la procédure pour l'Udimet 500 sollicité à 700°C associées à des structures de dislocations différentes. L'évolution de la contrainte en fonction du temps dans la phase de relaxation est reportée aux figures II.50 et II.51 pour des monocristaux orientés respectivement selon [001] et [111]. La majeure partie de la relaxation a lieu dans les 5 premières minutes. On trace l'évolution de la quantité de contrainte relaxée - c'est à dire la différence entre la contrainte maximale et celle mesurée en fin de temps

de maintien - en fonction de l'amplitude de déformation inélastique à la figure II.52; pour les deux orientations testées, la quantité relaxée croît avec la déformation inélastique. Son évolution diffère suivant les orientations, traduisant l'anisotropie du comportement de l'AM1 en relaxation cyclique. Plus particulièrement, en figure II.52 pour une variation de déformation inélastique inférieure à 1%, la quantité relaxée est la plus grande pour la direction [111]; cet écart se réduit lorsque l'amplitude de déformation inélastique augmente : il vaut 60% à  $\Delta\epsilon_p = 0,3\%$  et s'annule pour  $\Delta\epsilon_p = 1\%$ . L'effet de la vitesse, mis en évidence en cyclage continu, est important en relaxation cyclique. Lorsque la vitesse croît d'un facteur 100, la quantité relaxée passe de 168 MPa à 292 MPa pour le monocristal orienté selon [111], soit un facteur 1,74, à une amplitude de déformation inélastique donnée (figure II.52). L'effet est moins marqué pour l'orientation [001].

Un dernier point important consiste à **comparer le comportement cyclique en fatigue pure et en relaxation cyclique**. On reporte les points issus des cycles avec temps de maintien sur la courbe d'écrouissage cyclique des monocristaux orientés selon [001] et [111] (figure II.53) pour plusieurs vitesses de cyclage. Dans cette représentation, il n'y a pas d'influence de la relaxation de contrainte. On l'explique en comparant une boucle  $\sigma$ - $\epsilon$  de fatigue pure et d'un cycle comportant un temps de maintien à une amplitude de déformation totale imposée. Par rapport au cycle continu, la relaxation de contrainte produit une déformation inélastique résiduelle (à  $\Delta\sigma = 0$ ) supérieure, et la contrainte de compression est plus élevée également (figure II.54). Ce dernier point est interprété comme un déplacement du domaine d'élasticité initial et se modélisera par un écrouissage cinématique; des résultats expérimentaux sur le CMSX2 (Nouailhas et al., 1990) sollicité à 950°C montrent que ce déplacement est non-linéaire avec la vitesse de déformation, et ceci pour différentes orientations cristallographiques.

### II.3.1.2. Modes de déformation.

#### II.3.1.2.a. Orientations proches de [001].

Sur les cinq monocristaux orientés selon [001] sollicités à 950°C, on observe à une échelle macroscopique deux modes de déformation inélastique, l'un homogène, et le second hétérogène.

##### *-Déformation homogène.*

Aucune bande de glissement n'est visible sur le fût des éprouvettes X1028D et X2517BT, ni sur la réplique de surface, même à un fort grossissement de 240. En fait, l'oxydation masque les marches créées. Cet argument est largement utilisé dans la littérature pour invoquer le caractère homogène de la déformation des monocristaux de superalliages à base de nickel autour de 1000°C (Miner et al., 1986, Poubanne, 1989). L'observation de l'éprouvette X2531BT sollicitée sous vide dans les mêmes conditions prouve que la déformation s'est bien effectuée par glissement : la section du fût initialement circulaire est elliptique et les



mesures d'ovalisation révèlent une seule direction [011] activée (figure II.55). Les bandes de glissement sont visibles et leur émergence, mesurée par interférométrie (figure II.56) est de l'ordre de 0,1  $\mu\text{m}$ . Les traces de glissement ne sont pas suffisamment continues sur la réplique de surface, et la détermination des plans activés est impossible par cette méthode.

### ***-Déformation hétérogène.***

Une déformation fortement hétérogène, exactement comme à 650°C pour des orientations comparables, est visible à l'oeil nu sur le fût du monocristal X2535BT.

Bien que cette éprouvette ait été malencontreusement rompue aux forts niveaux de déformation, l'empreinte de la surface a été réalisée afin de déterminer les plans de glissement activés; par contre, aucune mesure d'ovalisation n'est possible. La réplique de surface, présentée à la figure II.57, montre clairement la localisation de la déformation inélastique dans des bandes de glissement et les quatre plans {111} activés. Ces plans sont repérés sur la figure II.57 par leurs indices. D'après le cliché Laue de l'éprouvette, l'axe de sollicitation coïncide parfaitement avec l'axe cristallographique [001]; cet essai symbolise un cas d'école où une orientation parfaite [001] se déforme, selon la loi de Schmid, par l'activation de huit systèmes octaédriques équivalents qui ont le même facteur de Schmid, soit les quatre plans {111} glissant dans deux directions  $\langle 110 \rangle$  chacun.

L'observation de l'éprouvette X2525BT, qui a subi le même chargement que le monocristal décrit ci-dessus, présente les mêmes caractéristiques : on confirme l'hétérogénéité de la déformation inélastique ainsi que l'activation du glissement octaédrique. Les plans {111} activés sont moins nombreux car ce cristal est moins bien orienté. Les mesures d'ovalisation du fût donnent la direction de glissement [011] activée.

#### ***II.3.1.2.b. Orientations proches de [101] et [213].***

Aucune bande de glissement n'est visible sur les monocristaux sollicités sous air (X1704B et X1928B). Les essais réalisés sous vide mettent en évidence le caractère homogène de la déformation : l'ovalisation de l'éprouvette X2517C permet de déterminer une direction de glissement activée  $[\bar{1}01]$ . Le monocristal X2532B orienté selon [213] s'est déformé par glissement octaédrique dans un plan (1 $\bar{1}$ 1) selon la direction de glissement [101]. Les bandes de glissement sont très nombreuses et très fines, de l'ordre de 0,1  $\mu\text{m}$ , comme le montre la figure II.58.

#### ***II.3.1.2.c. Orientations proches de [111].***

Sur les quatre monocristaux orientés selon [111] sollicités à 950°C, on retrouve à une échelle macroscopique les deux modes de déformation inélastique, homogène et hétérogène, observés précédemment pour des orientations proches de [001].

**-Déformation homogène.**

L'oxydation masque les bandes de glissement sur les monocristaux X1108A et X1930B. La déformation de l'éprouvette X2515C, sollicitée sous vide dans les mêmes conditions, s'est effectuée par glissement cubique multiple. La multiplicité des glissements est confirmée par les mesures d'ovalisation du fût qui donne plusieurs directions activées. Les observations reportées à la figure II.59 montrent combien ces bandes de glissement sont fines, de l'ordre de  $0,1\ \mu\text{m}$ , et rapprochées.

**-Déformation hétérogène.**

La déformation inélastique du monocristal X2515D orienté selon [111] présente exactement les mêmes caractéristiques qu'à  $650^\circ\text{C}$ .

Des bandes de glissement sont visibles à l'oeil nu sur toute la partie utile de l'éprouvette. Néanmoins, comme à  $650^\circ\text{C}$ , l'aspect hétérogène de la déformation est moins marqué que sur le fût des monocristaux orientés selon [001]. La réplique de surface, reportée à la figure II.60, a permis d'identifier un plan cubique activé, à savoir (001). Les mesures d'ovalisation de la partie utile confirment sans ambiguïtés que le monocristal s'est déformé par glissement simple (001)[110]. Si on prête attention à l'orientation cristallographique de cette éprouvette, la situation de glissement simple s'explique : la désorientation de 12 degrés de l'axe de sollicitation par rapport à l'axe cristallographique [111] favorise le glissement (001)[110], géométriquement parlant, parmi les glissements cubiques possibles, avec un facteur de Schmid égal à 0,497; le second système activable potentiellement nécessite une contrainte de 15% plus élevée et un facteur de Schmid égal à 0,417.

On rassemble les observations décrites ci-dessus dans les tableaux II.11, II.12 et II.13. Les chargements effectués, détaillés dans les tableaux II.9 et II.10, sont résumés ci-dessous en haut de chaque tableau.

**Chargement cyclique à 2 vitesses de déformation :  $2 \cdot 10^{-4}$  et  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .**

Orientation	nom de l'éprouvette	bandes ?	plans activés	directions activées
[001]	X1028D	<i>non</i>		
[111]	X1108A	<i>non</i>		
[101]	X1704B	<i>non</i>		
[213]	X1928B	<i>non</i>		
[001]	X2531BT	<i>oui très fines 0,1 <math>\mu\text{m}</math></i>		[011]
[111]	X2515C	<i>oui très fines 0,1 <math>\mu\text{m}</math></i>	(001)	plusieurs [011] [110]
[101]	X2517C	<i>oui très fines 0,1 <math>\mu\text{m}</math></i>		[1 $\bar{1}$ 0] ou [101]
[213]	X2532B	<i>oui très fines 0,1 <math>\mu\text{m}</math></i>	( $\bar{1}\bar{1}$ 1)	[011] et [110]

**Tableau II.11 : Plans et directions de glissement activés lors des essais cycliques (sous air et sous vide) réalisés sur l'AM1 à 950°C.**

**Relaxation cyclique à 2 vitesses de déformation :  $2 \cdot 10^{-4}$  et  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .**

Orientation	nom de l'éprouvette	bandes ?	plans activés	directions activées
[001]	X2517BT	<i>non</i>		[011] ou [0 $\bar{1}$ 1]
[111]	X1930B	<i>non</i>		[1 $\bar{1}$ 0]

**Tableau II.12 : Plans et directions de glissement activés lors des essais de relaxation cyclique réalisés sur l'AM1 à 950°C pour les deux orientations [001] et [111].**

*Relaxation cyclique à 3 vitesses de déformation :  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  s $^{-1}$ .*

Orientation	nom de l'éprouvette	bandes ?	plans activés	directions activées
[001]	X2525BT	<i>oui très hétérogène</i>	$(\bar{1}11)$ et $(1\bar{1}1)$	[011]
[001] 0°/Z	X2535BT		tous les quatre $(111)$ $(\bar{1}11)$ $(\bar{1}\bar{1}1)$ $(1\bar{1}\bar{1})$	plusieurs directions
[111]	X2515D	<i>oui hétérogène</i>	(001)	glissement simple [110]

**Tableau II.13 : Plans et directions de glissement activés lors des essais de relaxation cyclique réalisés sur l'AM1 à 950°C pour les deux orientation [001] et [111].**

L'influence du chargement sur le caractère homogène ou hétérogène de la déformation inélastique se limite à l'effet d'un temps de maintien d'une part, et l'effet de la vitesse de sollicitation d'autre part. On voit tout de suite que le temps de maintien ne joue aucun rôle sur l'hétérogénéité de la déformation et que c'est la vitesse de montée avant le temps de maintien qui détermine le mode de déformation; la comparaison, pour une orientation donnée [001] ou [111], des vitesses de déformation utilisées (tableaux II.11, II.12 et II.13) permet de conclure que c'est la **basse vitesse qui est responsable de l'hétérogénéité de la déformation inélastique**; c'est tout à fait concordant avec le point de vue de la littérature développé à l'annexe A2.

En prenant le facteur de Schmid maximum des systèmes de glissement, on montre qu'une représentation des courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 en amplitudes de cisson résolue et de glissement associé ne donne pas une loi d'écrouissage unique (figure II.61).

### II.3.2. COMPORTEMENT CYCLIQUE DE L'AM1 À 1100°C.

L'étude expérimentale du comportement de l'AM1 à 1100°C est fondamentale pour modéliser par la suite la réponse du monocristal sous sollicitations anisothermes, car cette température correspond à la valeur maximale imposée dans le cycle 600°C-1100°C.

### II.3.2.1. Réponse mécanique.

Les éprouvettes d'orientation proches de [001] (X1052H, X2524BT et X2536BT) et [111] (X2516A et X2523B) ont été sollicitées selon les mêmes chargements qu'à 950°C. La description de ces essais est résumée dans le tableau II.14.

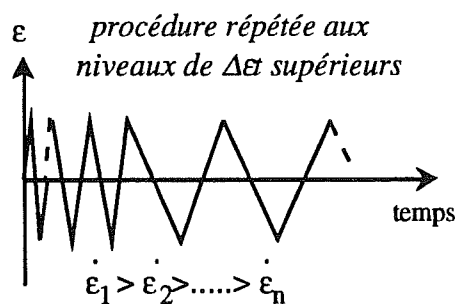
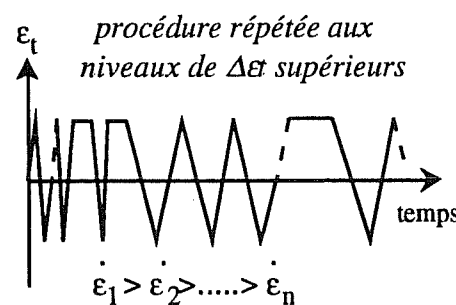
Orientation	nom de l'éprouvette	type de chargement	vitesse de déformation
[001]	X1052H		$9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
[001]	X2524BT		$2 \cdot 10^{-5} / 2 \cdot 10^{-4} / 2 \cdot 10^{-3}$
[111]	X2516A		
[001]	X2536BT		$9 \cdot 10^{-5} / 9 \cdot 10^{-4} / 9 \cdot 10^{-3}$
[111]	X2523B		

Tableau II.14 : Les différents essais cycliques réalisés sur l'AM1 à 1100°C.

#### II.3.2.1.a. Influence de l'orientation cristallographique sur la réponse cyclique.

Le phénomène de consolidation du matériau avec la déformation inélastique, mis en évidence à 950°C, est amplifié; le monocristal d'orientation [001] ne cesse de s'écrouir avec la déformation inélastique (figure II.62) et son comportement présente l'écrouissage le plus important. Une limite d'élasticité apparente a été estimée lors des chargements croissants à 140 MPa pour le comportement du monocristal orienté [111] et 196 MPa pour l'orientation [001]. Ce domaine d'élasticité très réduit est suivi d'une **réponse inélastique anisotrope** (figure II.63) : comme à 950°C, les monocristaux orientés selon [001] et [111] présentent deux types d'écrouissage différents.

L'influence du trajet de chargement sur le comportement cyclique de l'AM1 à haute température est négligeable; c'est ce qui ressort de la figure II.64, lorsque sont superposés les points issus d'un chargement à déformation totale imposée croissante puis décroissante.

### *II.3.2.1.b. Influence de la vitesse et d'un temps de maintien sur la réponse cyclique.*

On reporte dans un premier temps **l'effet de la vitesse** sur la courbe d'écrouissage cyclique de l'AM1 à 1100°C. Le comportement cyclique du monocristal orienté selon [001] dépend de la vitesse (figure II.65) : pour une amplitude de déformation inélastique de 0,3%, l'amplitude de contrainte passe de 600 MPa à 780 MPa, soit un écart de 23%, lorsque la vitesse de sollicitation est multipliée par 100. Le comportement cyclique du monocristal orienté selon [111] est encore plus sensible à la vitesse et l'écart d'amplitudes de contrainte atteint 30% dans les mêmes conditions (figure II.66). Ces écarts augmentent un peu avec l'amplitude de déformation.

On s'intéresse maintenant au comportement de l'AM1 en **relaxation cyclique**. Toutes les particularités du comportement évoquées à 950 °C se retrouvent ici. Notamment, la quantité de déformation inélastique résiduelle créée par la relaxation de la contrainte s'accompagne d'une augmentation de la contrainte à la compression suivante; on se déplace, à une vitesse de sollicitation donnée, sur une courbe d'écrouissage cyclique unique pour les cycles continus et les cycles comportant un temps de maintien, pour les deux orientations [001] et [111] (figure II.64) . La figure II.67 montre l'évolution de la quantité relaxée en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour les monocristaux orientés selon [001] et [111]. Elle croît avec l'amplitude de déformation et semble se stabiliser pour une variation de déformation inélastique supérieure à 1%. La quantité relaxée est plus importante pour la direction [111] que pour [001]; cet écart évolue avec la variation de déformation inélastique, comme à 950°C, et aussi avec la vitesse de sollicitation : dans un essai à une vitesse de  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , pour  $\Delta\epsilon_p = 0,3\%$ , la quantité relaxée passe de 80 MPa pour l'orientation [001] à 150 MPa pour l'orientation [111], soit une augmentation de 50% pratiquement; cet écart se réduit à 20% lorsque la vitesse décroît à  $9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ . On retrouve bien un comportement plus visqueux pour les monocristaux orientés selon [111]. Cette viscosité augmente avec la déformation inélastique : si on prend l'exemple de l'orientation [111] qui permet de grandes amplitudes de déformation inélastique, à  $\Delta\epsilon_p = 1\%$ , un facteur 100 sur la vitesse de cyclage induit une augmentation de la quantité de contrainte relaxée de 46% - 185 MPa à 340 MPa -, alors qu'à  $\Delta\epsilon_p = 2\%$ , cette augmentation s'élève à 58%.

### II.3.2.2. Modes de déformation.

#### II.3.2.2.a. Déformation de l'éprouvette X2523B ([111]).

Aucune bande de glissement n'est visible sur le fût des éprouvettes sollicitées à 1100°C, dont un film d'oxydes recouvre uniformément la surface.

On présente néanmoins la réplique de surface de l'éprouvette X2523B orientée selon [111] où apparaissent des traces sinusoïdales (figure II.68). Elles créent un contraste topographique en microscopie à balayage (électrons rétrodiffusés) qui peut être attribué soit à l'oxydation préférentielle des dendrites secondaires, comme c'est le cas surtout pour le MAR-M200, soit à la trace d'un plan de glissement. A ce stade, il est difficile de trancher car l'identification de la trace donne un plan (001), qui coïncide aussi avec l'axe des dendrites (cette éprouvette est très peu désorientée, seulement de 3 degrés par rapport à la direction [111]). Le profil de la section de l'éprouvette s'ovalise suivant une direction cristallographique  $[\bar{1}10]$ ; de plus, la valeur élevée du facteur de Schmid sur le système (001) $[\bar{1}10]$  ( $m_s = 0,49$ ) permet de conclure qu'il s'agit bien d'un plan de glissement activé.

#### II.3.2.2.b. Evolution microstructurale.

Si les éprouvettes d'AM1 testée à 950°C ne montrent pas, en fin de durée de vie, de coalescence de la phase  $\gamma'$  (Fleury, 1991), des évolutions microstructurales sont observées à 1100°C. Des observations métallographiques ont été réalisées sur différentes coupes prélevées sur les éprouvettes sollicitées à 1100°C (tableau II.15) et les figures présentées sont toutes au même grandissement :

Orientation	nom des éprouvettes	temps de maintien	coupe transversale	coupe longitudinale
[001]	X1052H	<i>sans</i>	coupe [001] (figure II.69a)	coupe [010] (figure II.70a)
	X2536BT	<i>avec</i>	coupe [001] (figure II.69b)	coupe [010] (figure II.70b)
[111]	X2516A	<i>sans</i>	coupe [111] (figure II.71a)	coupe [121] (figure II.72a)
	X2523B	<i>avec</i>	coupe [111] (figure II.71b)	coupe [121] (figure II.72b)

Tableau II.15 : Récapitulatif des coupes observées sur l'AM1 sollicité à 1100°C.

Sous l'action d'une sollicitation mécanique, l'évolution microstructurale résulte d'un phénomène de couplage entre la diffusion -la coalescence a été observée sans charge sur l'AM1 (Hazotte et Lacaze, 1989)- et la déformation inélastique à haute température.

On s'intéresse dans un premier temps aux **éprouvettes orientées selon [001]** (figures II.69 à II.70). Le chargement symétrique en déformation totale imposée provoque une coalescence de la phase  $\gamma'$  équivalente suivant les trois axes cristallographiques [001], [010] et [100] (figures II.69a et II.70a); dès qu'on introduit un temps de maintien en traction dans le chargement, la coalescence s'oriente sous forme de plaquettes perpendiculaires à l'axe de sollicitation (figures II.69b et II.70b). La coalescence orientée de la phase  $\gamma'$  a été surtout étudiée en fluage à haute température (Ayrault, 1989, Fredholm, 1987), et pour l'AM1, ces auteurs ont montré que la coalescence est de type N sous une sollicitation de fluage en traction, c'est à dire que les précipités vont former des plaquettes perpendiculaires à l'axe de sollicitation.

L'évolution microstructurale d'un **monocristal orienté selon [111]** sollicité à amplitude de déformation symétrique se caractérise par une coalescence de la phase  $\gamma'$  équivalente suivant les trois axes cristallographiques [001], [010] et [100], c'est du moins ce que l'on peut voir sur les deux coupes longitudinale et transversale réalisées (figures II.71a et II.72a). La taille de plaquettes est cependant inférieure à celle obtenue sur le monocristal orienté selon [001] (figure II.69a) bien que l'amplitude de déformation plastique atteinte soit largement supérieure, 2,1% pour l'orientation [111] contre 1,18% pour la direction [001]. On l'explique par le fait que dans le cas d'une orientation [111], les trois invariants impliqués dans la coalescence interagissent entre eux et limitent la croissance des précipités. Avec un temps de maintien en traction, on constate un épaississement plus important des phases par rapport au cyclage symétrique sur une coupe transversale (figures II.71a et II.71b) et longitudinale (figures II.72a et II.72b).

Les conséquences de la coalescence sur les propriétés mécaniques des alliages durcis par précipitation mériteraient une analyse en profondeur; ne possédant aucun élément de réponse par l'expérience, on se réfère à la bibliographie. Un des changements morphologiques étudié est la variation de la taille des précipités  $\gamma'$ ; dans le PWA 1480 (Shah et Duhl, 1984), la taille des précipités joue un rôle sur la limite d'élasticité (à 0,2%) jusqu'à 760°C, et au-delà l'effet diminue : pour deux orientations testées [001] et [111], une évolution de la taille de 0,3 à 3  $\mu\text{m}$  provoque une chute de 45% de la limite d'élasticité à 20°C, et de 20% à 870°C. Pour l'influence de la coalescence orientée, l'effet bénéfique de la mise en radeaux perpendiculairement à l'axe de sollicitation parfois rapporté dans la littérature est difficile à isoler dans la mesure où elle s'accompagne d'une déformation inélastique.



*Le comportement cyclique de l'AM1 à haute température se caractérise par une contribution visqueuse importante et un écrouissage de type cinématique non-linéaire. Ils dépendent de la nature des systèmes activés, octaédrique ou cubique. A 950°C, la déformation inélastique est hétérogène à basse vitesse de sollicitation et fortes contraintes. A 1100°C, une coalescence des précipités est observée.*

*Les bases pour la modélisation, qui se dégagent de l'étude expérimentale, peuvent se résumer ainsi:*

*La réponse mécanique de l'AM1 -anisotropie, écrouissage et viscosité- est directement liée au type de glissement activé, octaédrique ou cubique.*

*Pour l'anisotropie, on a montré que dès 20°C, des monocristaux orientés selon [001] et [111] présentent deux types de comportement extrêmes sur toute la gamme de températures 20°C-1100°C associés respectivement au glissement octaédrique et cubique; Ainsi il n'y a pas de changement de type de glissement, pour une orientation donnée, de 20°C à 1100°C.*

*Le rôle de la température est très important . La limite d'élasticité ainsi que les paramètres d'écrouissage varient avec la température : pour un monocristal orienté selon [001], le comportement parfaitement plastique, représenté par l'écrouissage isotrope seul, observé à 20°C et 650°C devient plutôt cinématique à haute température. Pour [111], la part d'écrouissage cinématique existe dès les basses températures.*

*L'effet de la vitesse de sollicitation est important dès 950°C. Une sensibilité à la vitesse positive est observée dans tous les cas. La viscosité augmente avec la température, et est plus importante pour l'orientation [111] que [001]. L'action conjuguée des faibles vitesses de déformation et des fortes contraintes a provoqué une localisation de la déformation inélastique à 950°C comparable aux observations réalisées à 650°C.*



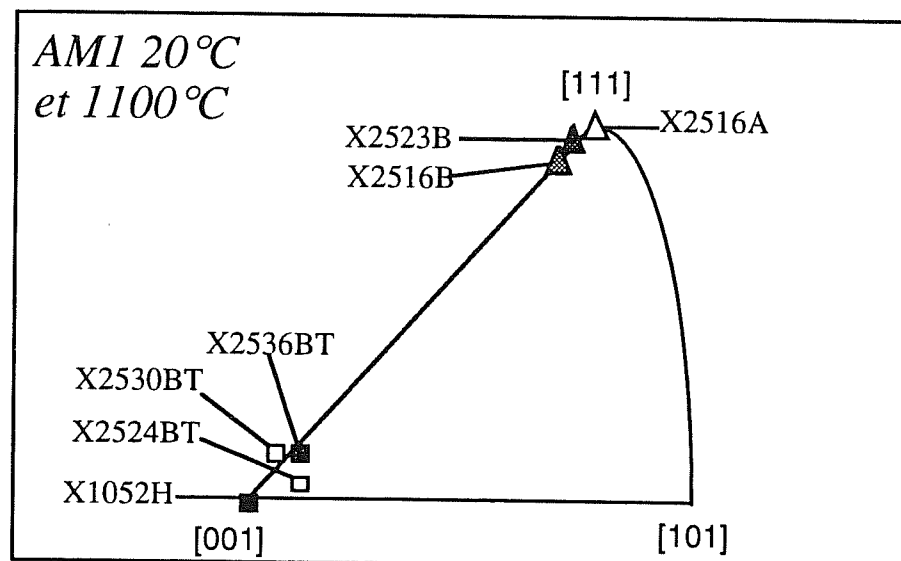
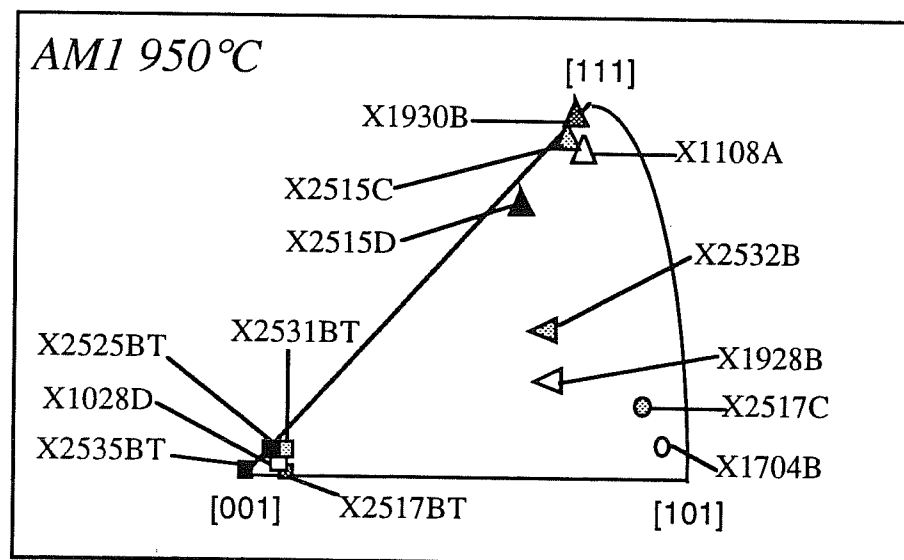
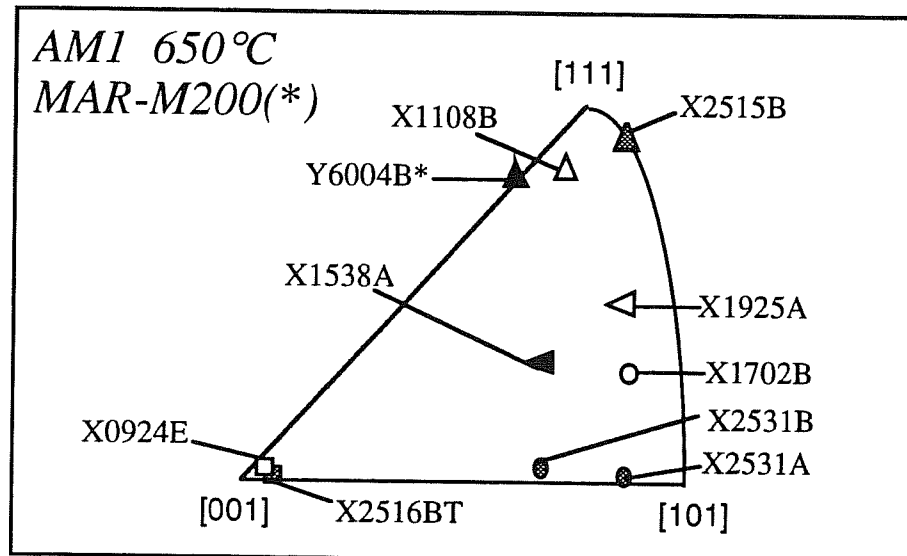


Figure II.1 : Orientation des axes des éprouvettes dans un triangle standard.

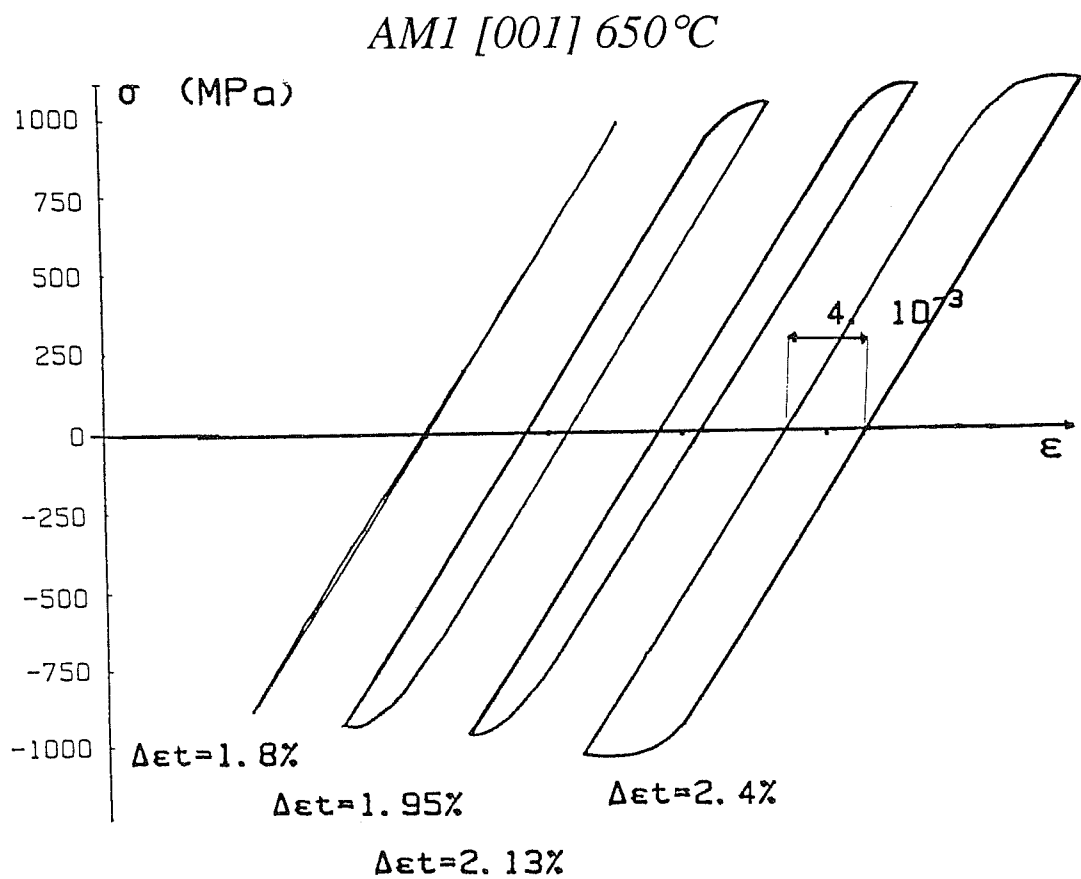


Figure II.2a : Boucles d'hystérésis contrainte-déformation totale pour l'éprouvette X0924E d'orientation [001] cyclée à 650°C

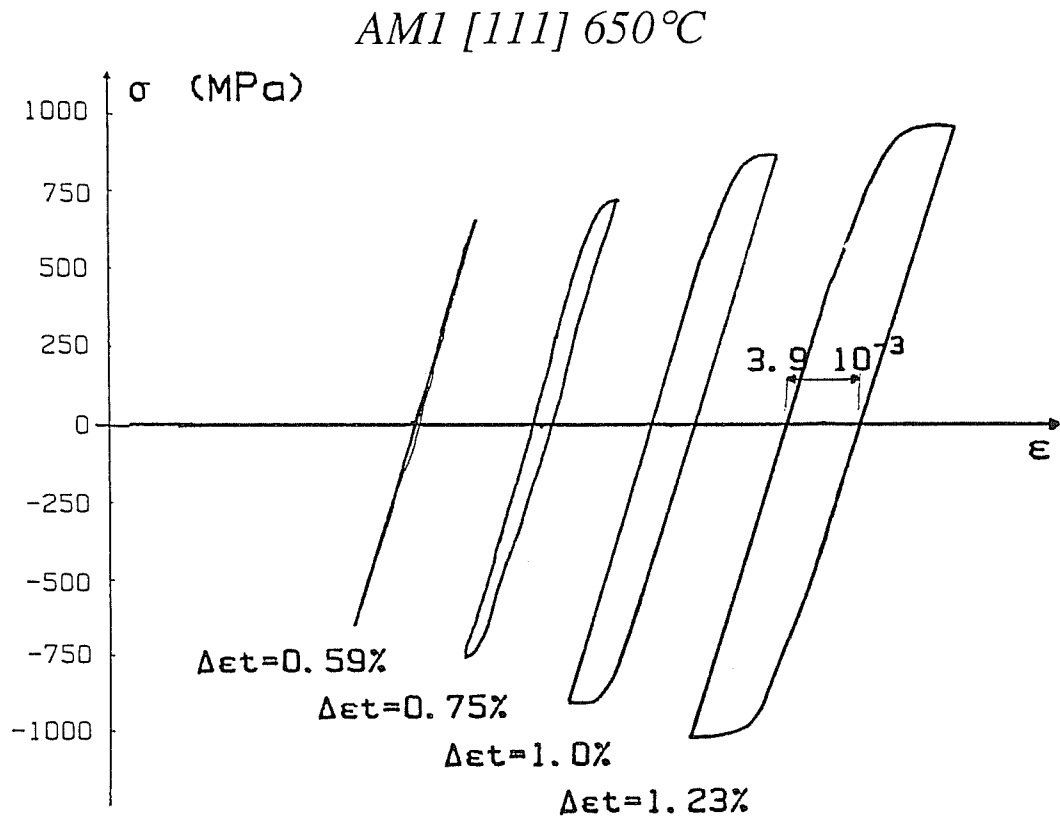


Figure II.2b : Boucles d'hystérésis contrainte-déformation totale pour l'éprouvette X1108B d'orientation [111] cyclée à 650°C.

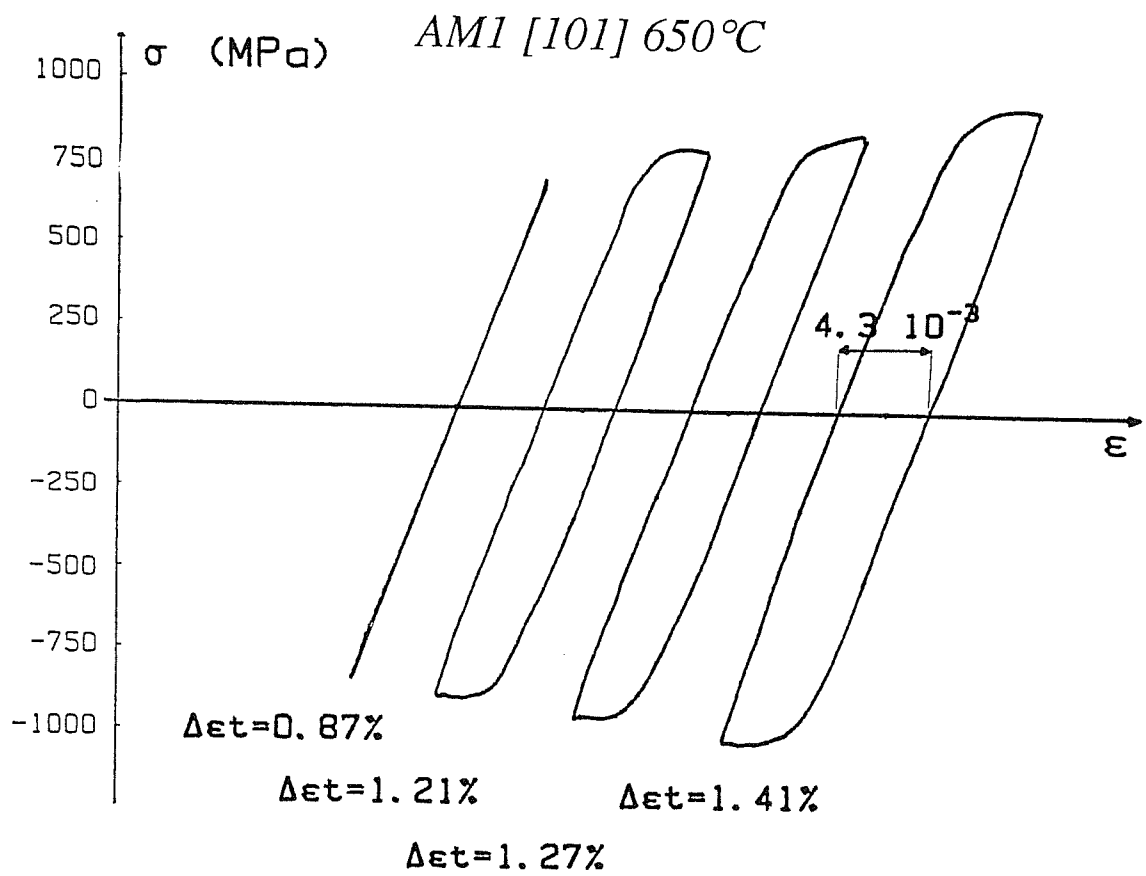


Figure II.2c : Boucles d'hystérésis contrainte-déformation totale pour l'éprouvette X1702B d'orientation [101] cyclée à 650°C

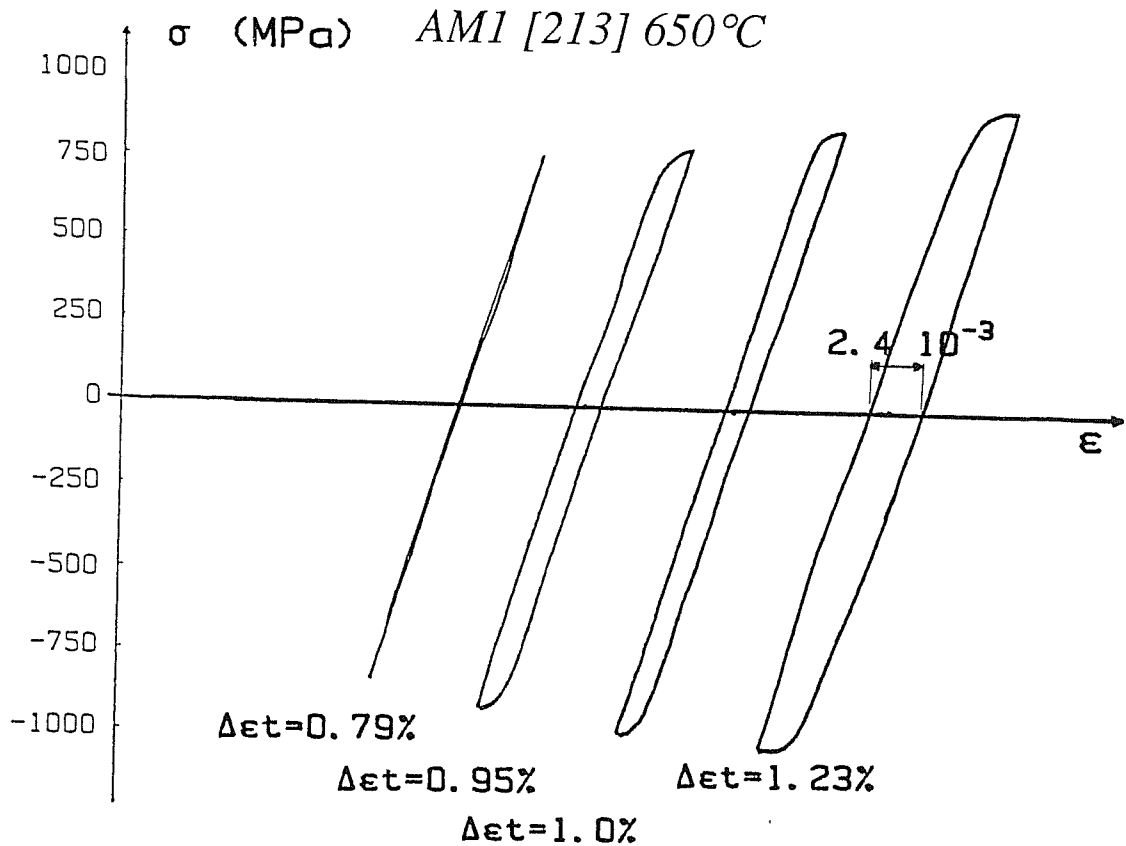


Figure II.2d : Boucles d'hystérésis contrainte-déformation totale pour l'éprouvette X1925A d'orientation [213] cyclée à 650°C.

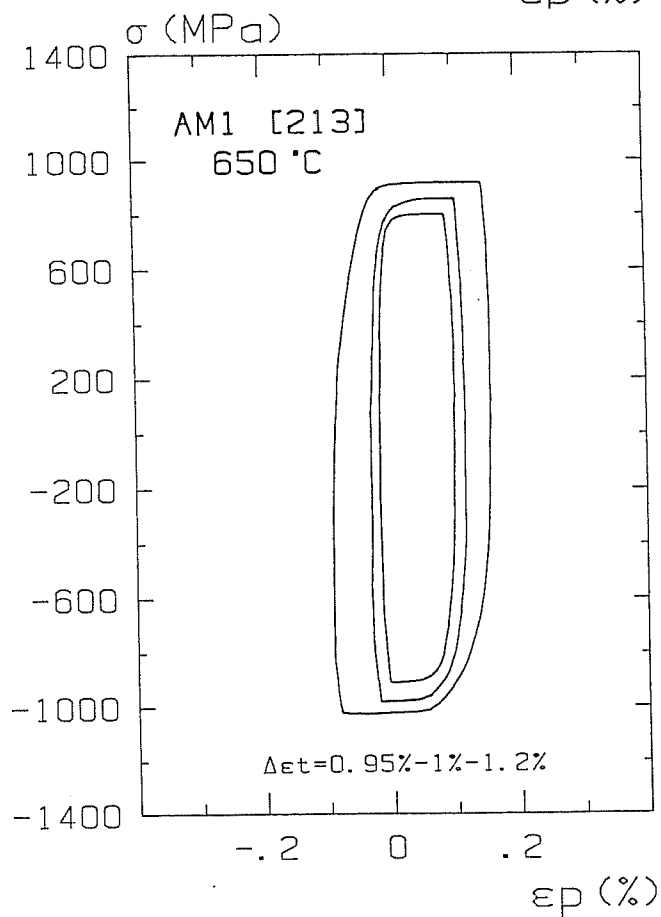
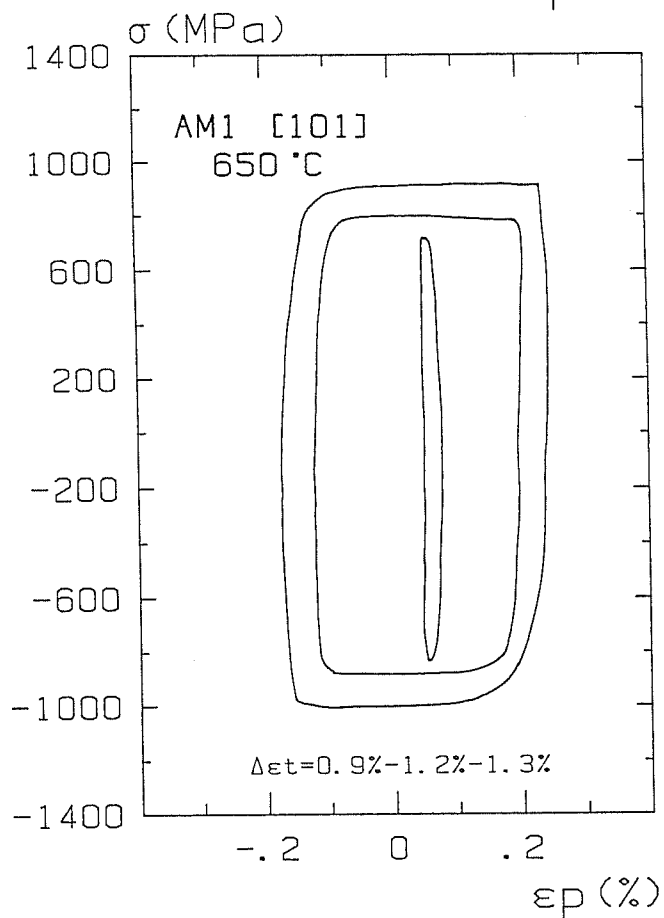
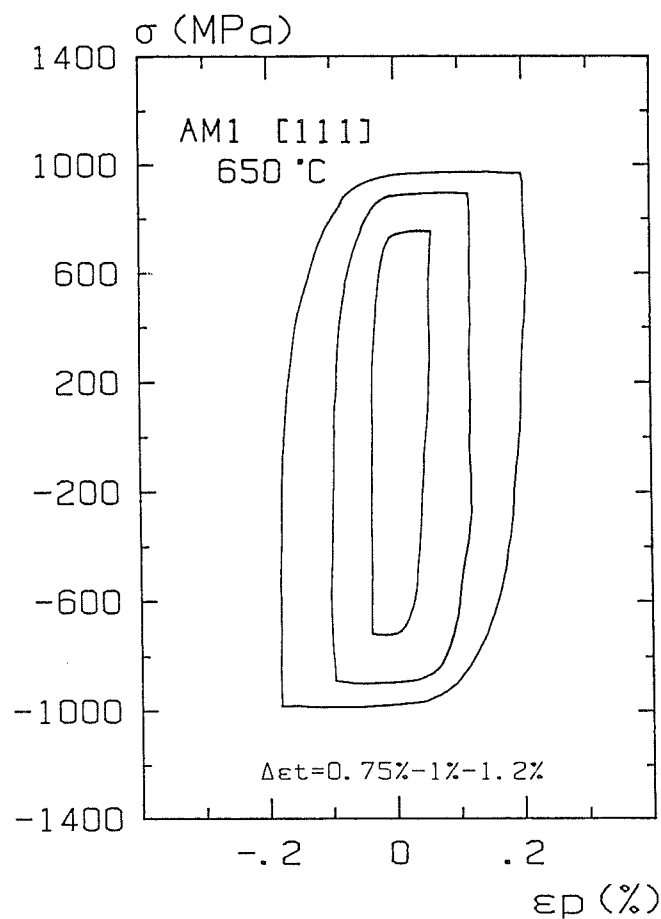
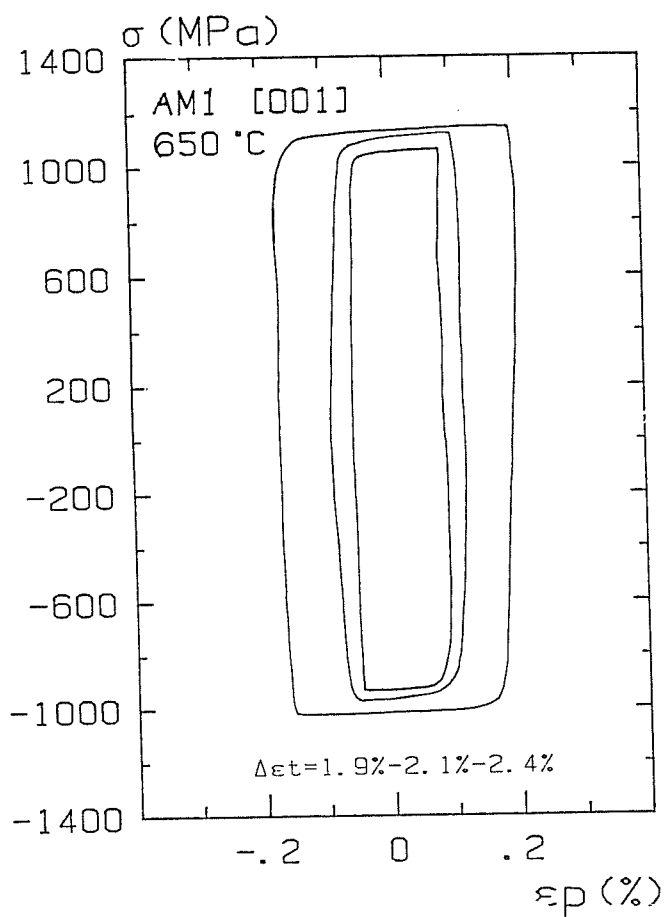


Figure II.3 : Evolution du cycle contrainte-déformation inélastique avec l'amplitude de déformation totale pour les éprouvettes d'orientation [001], [111], [101] et [213] cyclées à 650°C.

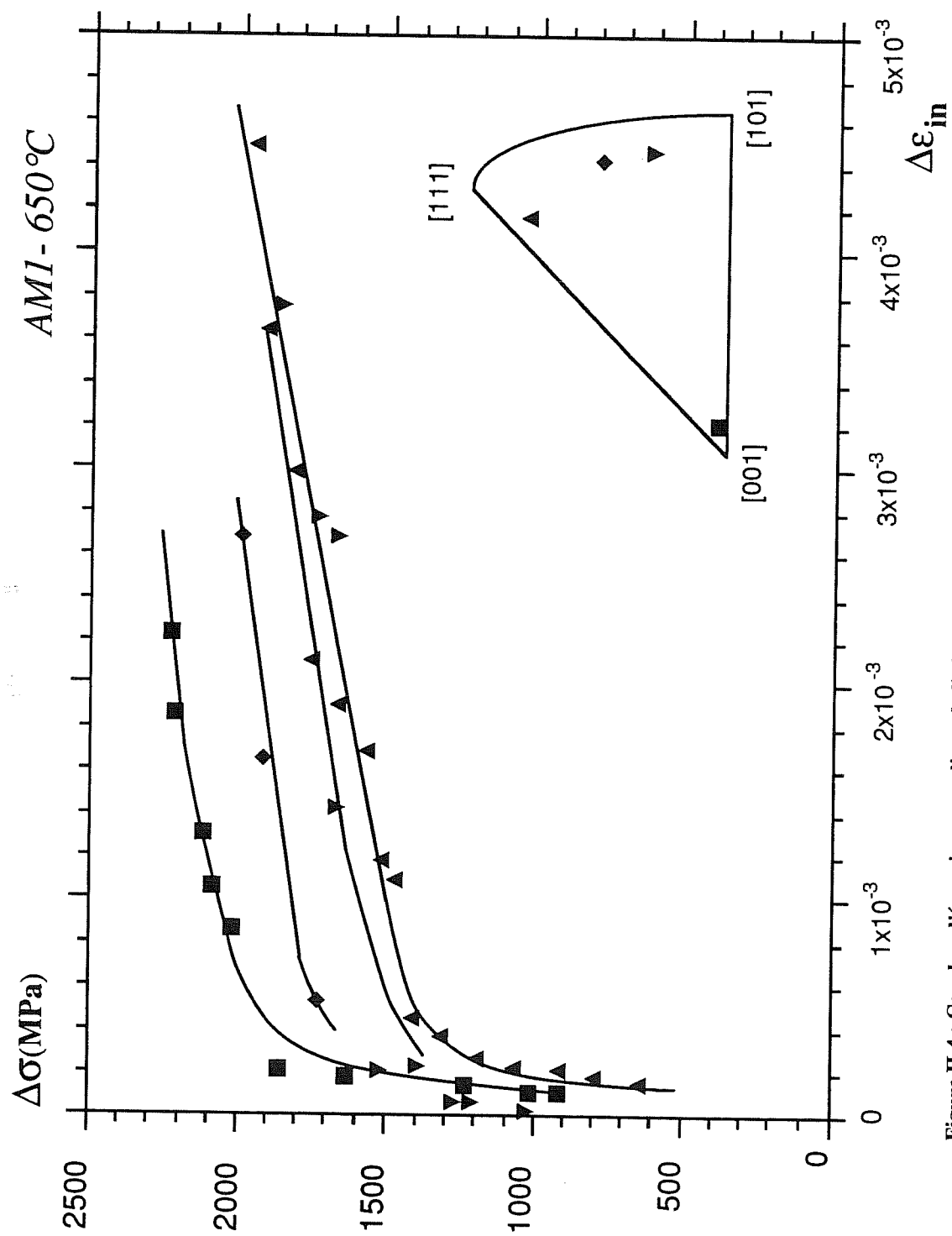


Figure II.4 : Courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour les éprouvettes d'orientations [001], [111], [101] et [213] cyclées à 650°C.



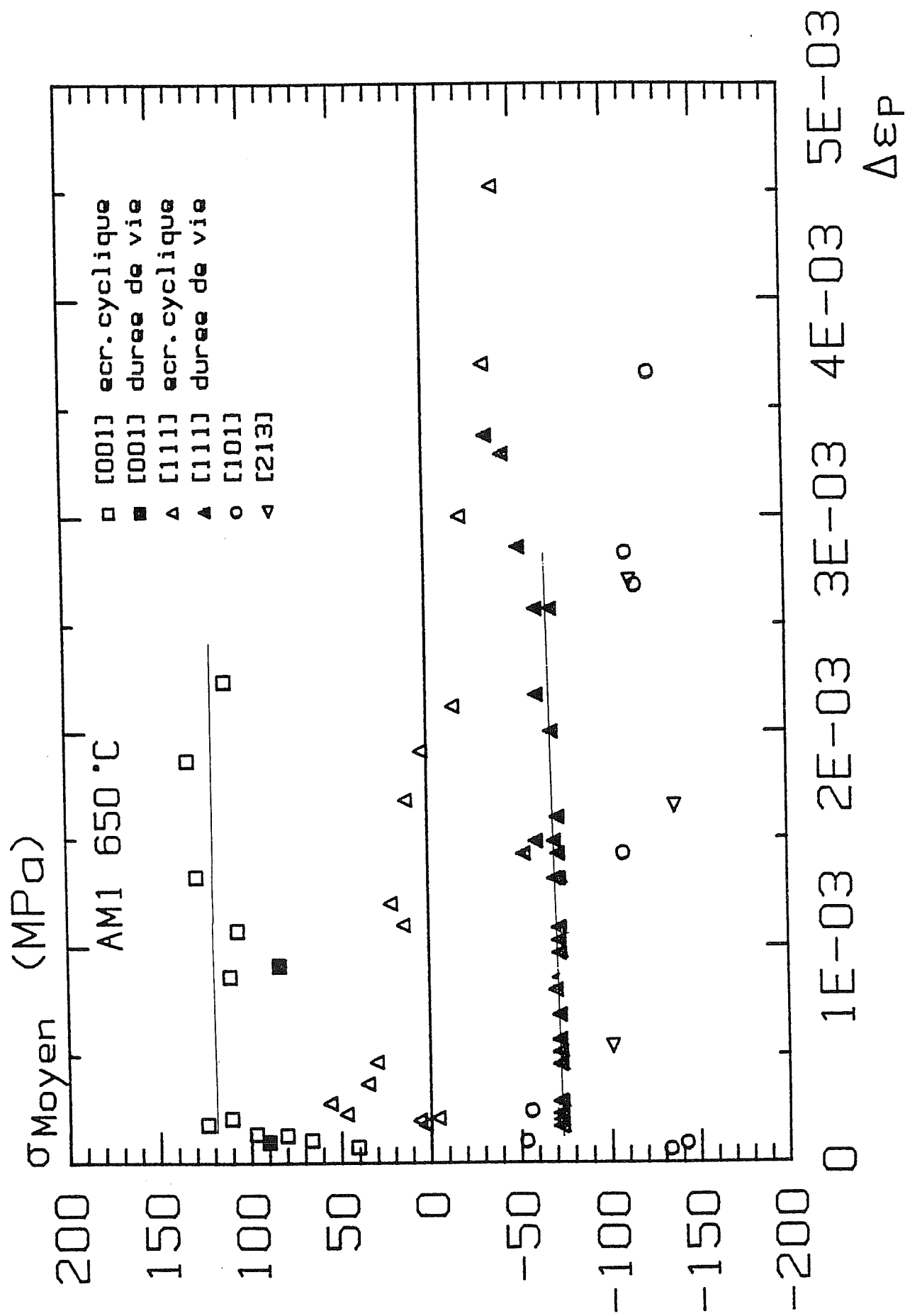


Figure II.5 : Evolution de la contrainte moyenne  $\sigma_{\text{men}}$  fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour les monocristaux d'AM1 orientés selon [001], [111], [101] et [213] cyclés à 650°C.

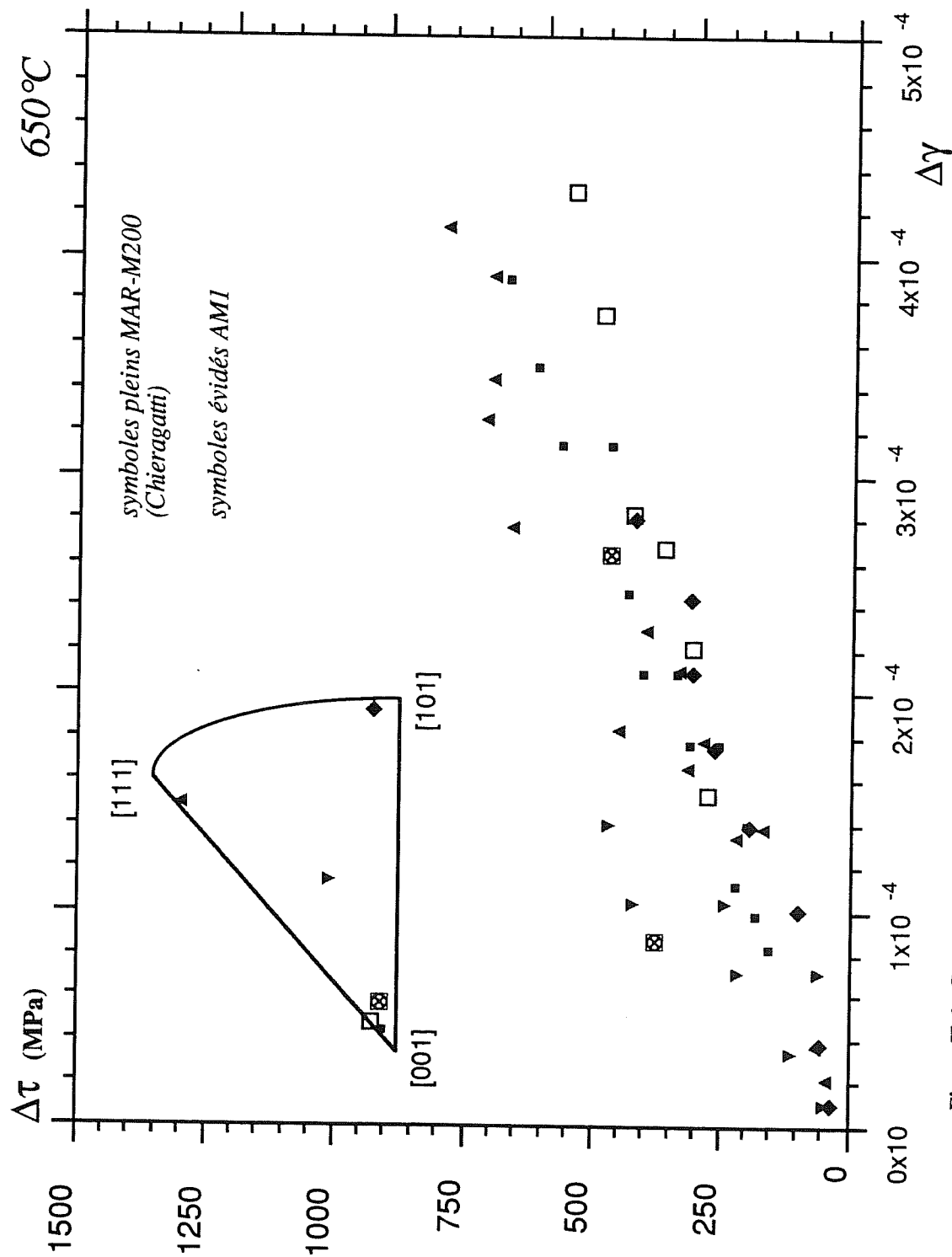
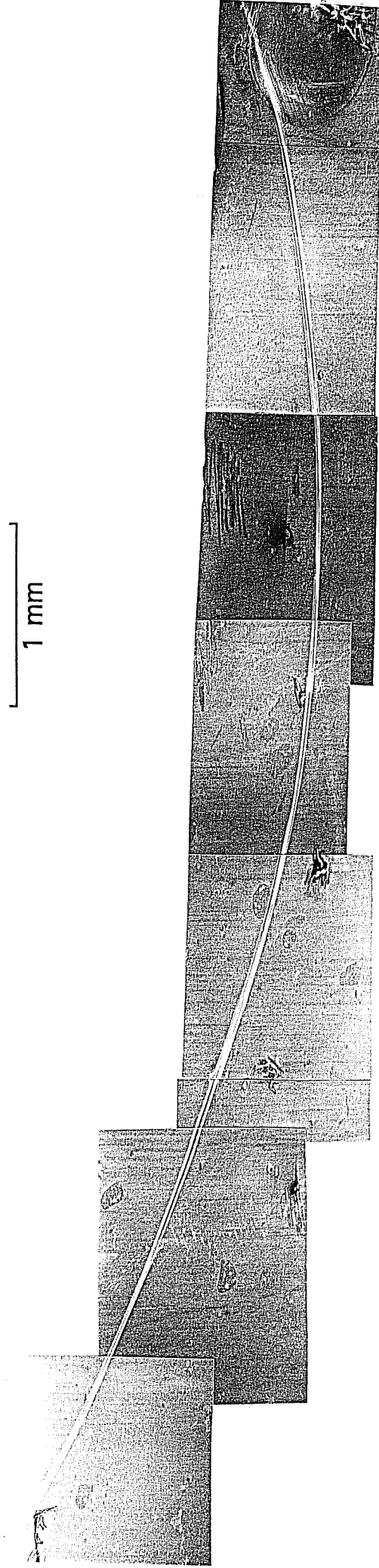


Figure II.6 : Courbes d'écrouissage cyclique limitées aux déformations inférieures à la déformation plastique critique pour les monocristaux d'AMI et de MAR-M200 orientés selon [001], [111], [101] et [213] cyclés à  $650^\circ\text{C}$ .



Figure II.7 : Micrographie sur réplique de surface montrant la localisation de la déformation dans une macrobande pour un seul plan de glissement sur l'éprouvette X2531B d'orientation [213] à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ).





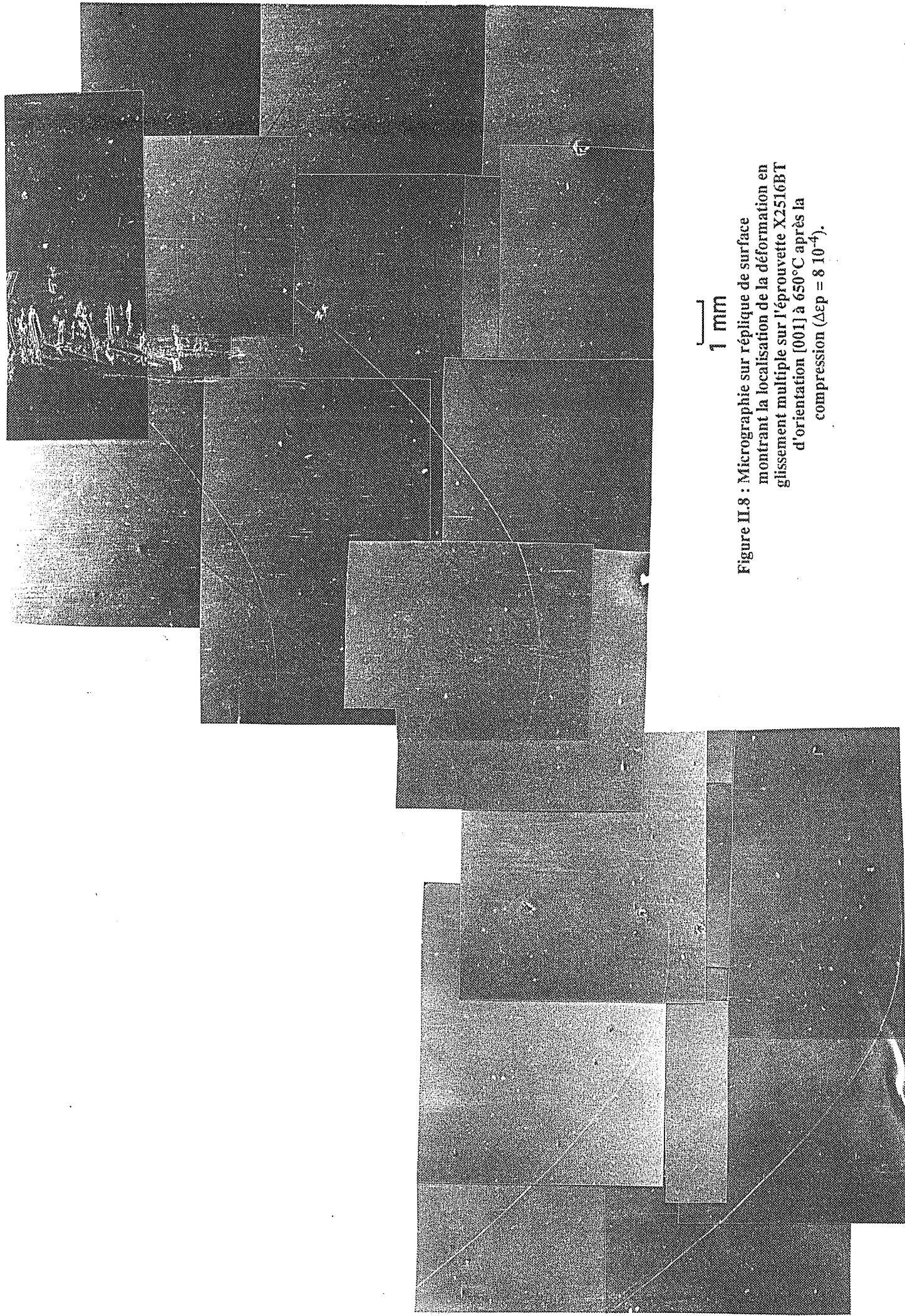
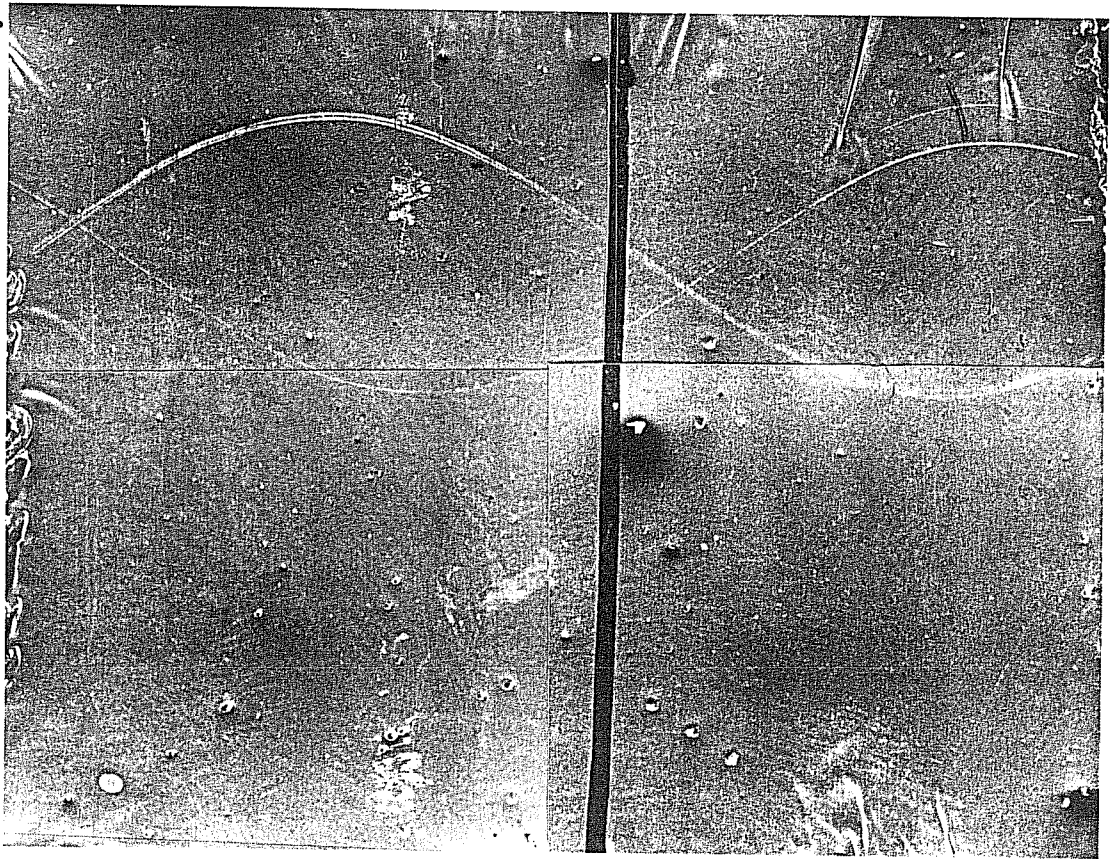


Figure II.8 : Micrographie sur réplique de surface montrant la localisation de la déformation en glissement multiple sur l'éprouvette X2516BT d'orientation [001] à 650°C après la compression ( $\Delta\epsilon_p = 8 \cdot 10^{-4}$ ).



a.



1 mm

b.

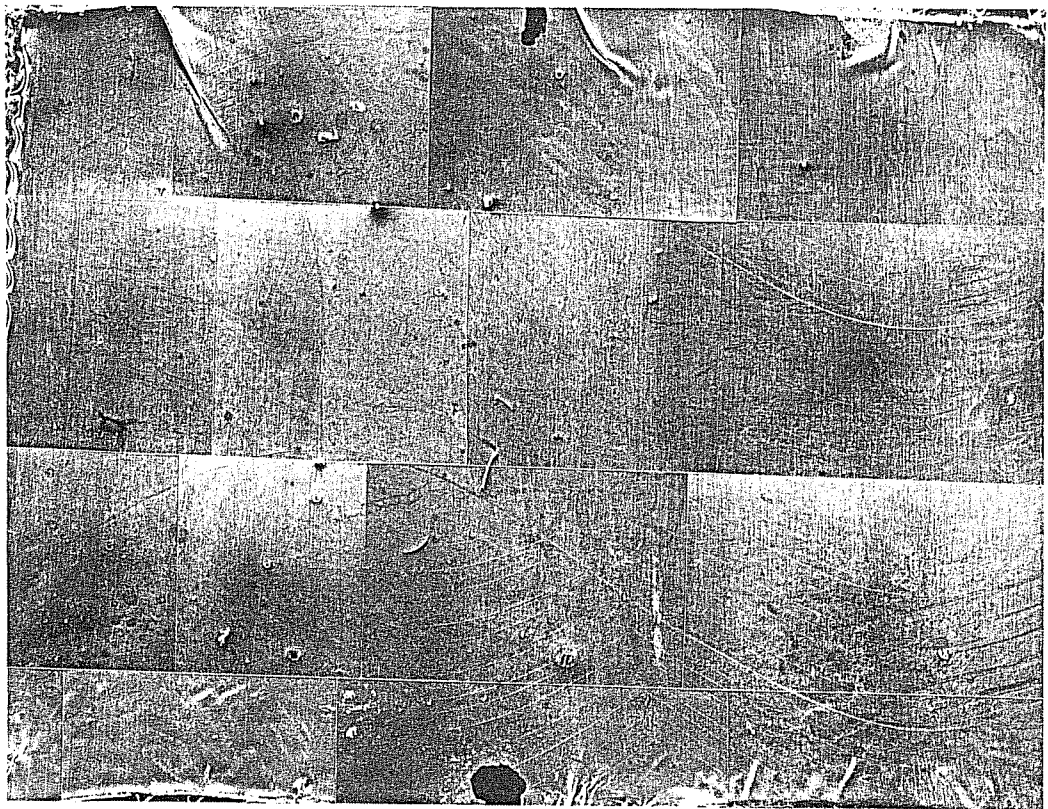


Figure II.9 : Aspect général de la réplique de surface montrant la localisation de la déformation sur l'éprouvette X2531A d'orientation [101] à 650°C :

a. après la traction ( $\Delta\epsilon_p = 2 \cdot 10^{-4}$ )

b. après la compression ( $\Delta\epsilon_p = 5 \cdot 10^{-4}$ )





Localisation des bandes de glissement selon  $(\bar{1}\bar{1}1)$  - - - - et  $(011)$  ———

Z axe de sollicitation

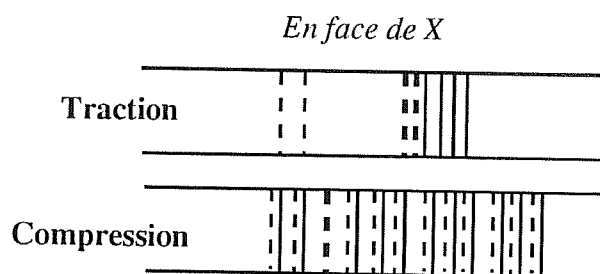
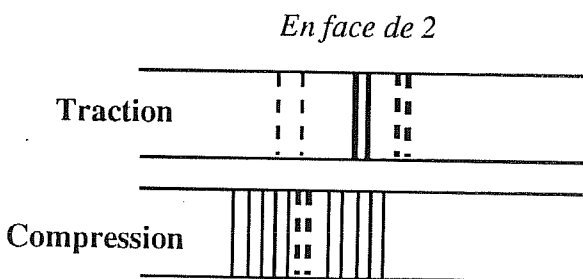
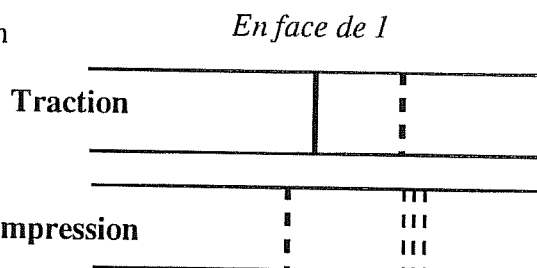
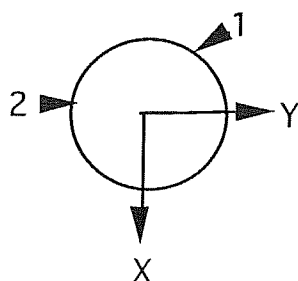
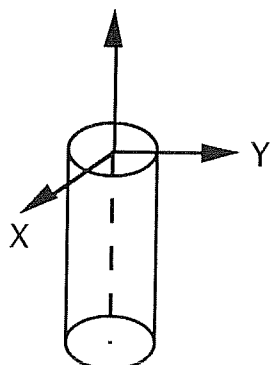
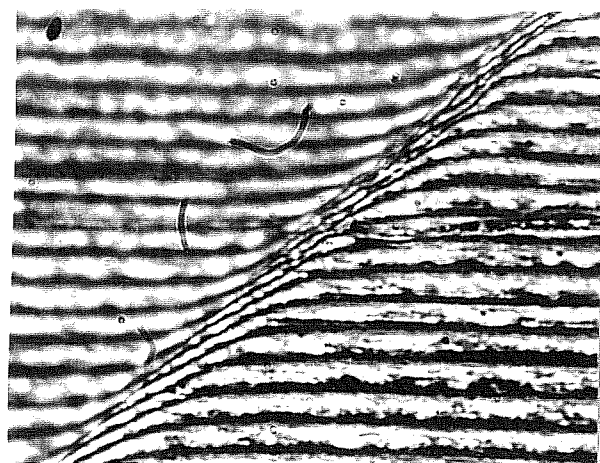
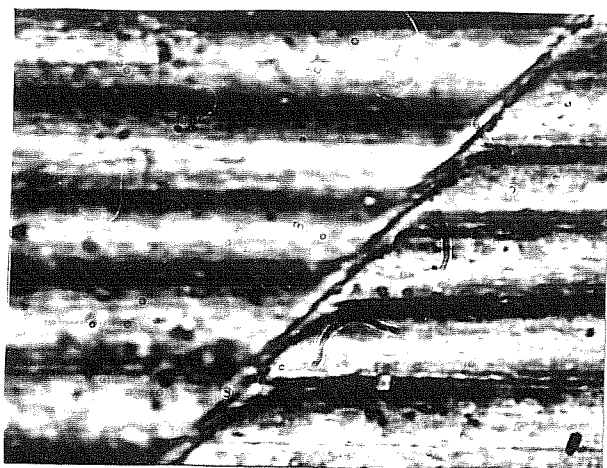


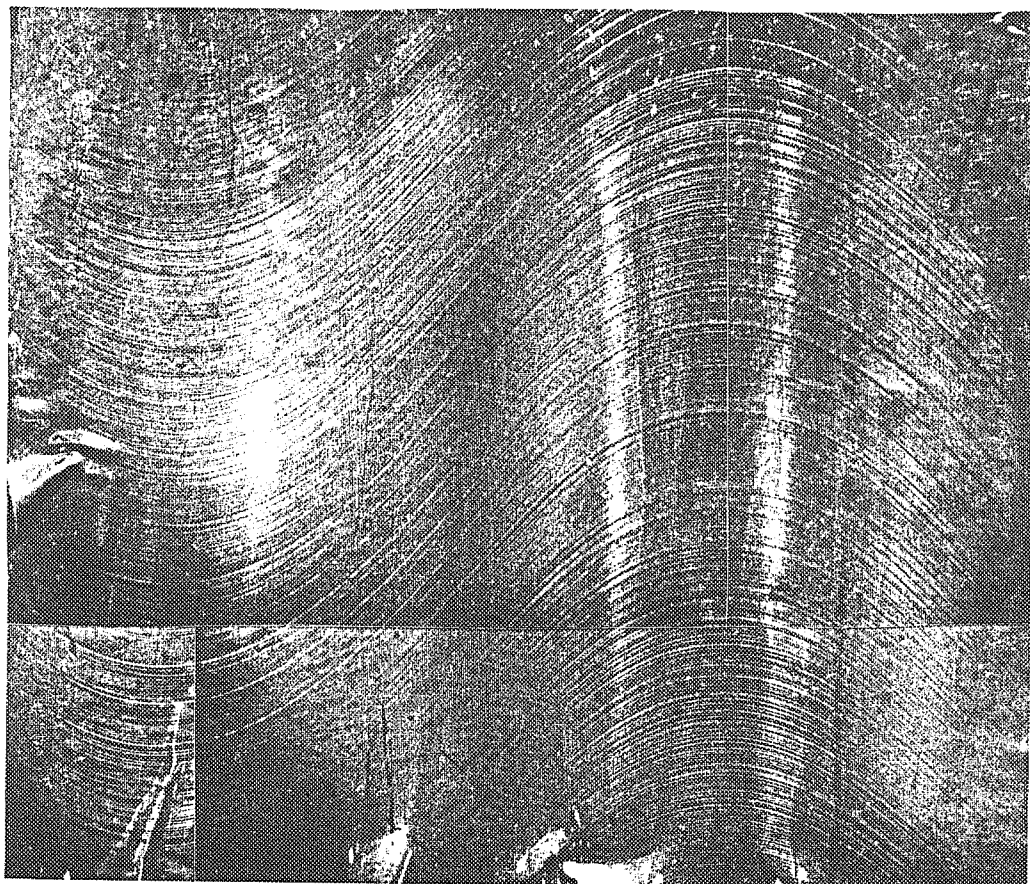
Figure II.10 : Schéma montrant la localisation des bandes de glissement des deux plans actifs lors de la traction puis de la compression (après repolissage) à 650°C de l'éprouvette X2531A orientée selon  $[101]$ . (d'après des observations réalisées en microscopie optique).



10  $\mu\text{m}$

Figure II.11 : Interférogrammes réalisés sur la surface de l'éprouvette X2516BT d'orientation  $[001]$  après une compression à 650°C ( $\lambda = 548 \text{ nm}$ ) ( $\Delta\epsilon_p = 8 \cdot 10^{-4}$ ).





1 mm

**Figure II.12 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X1538A après un essai de durée de vie à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,13\%$ )(Defresne 1989).**



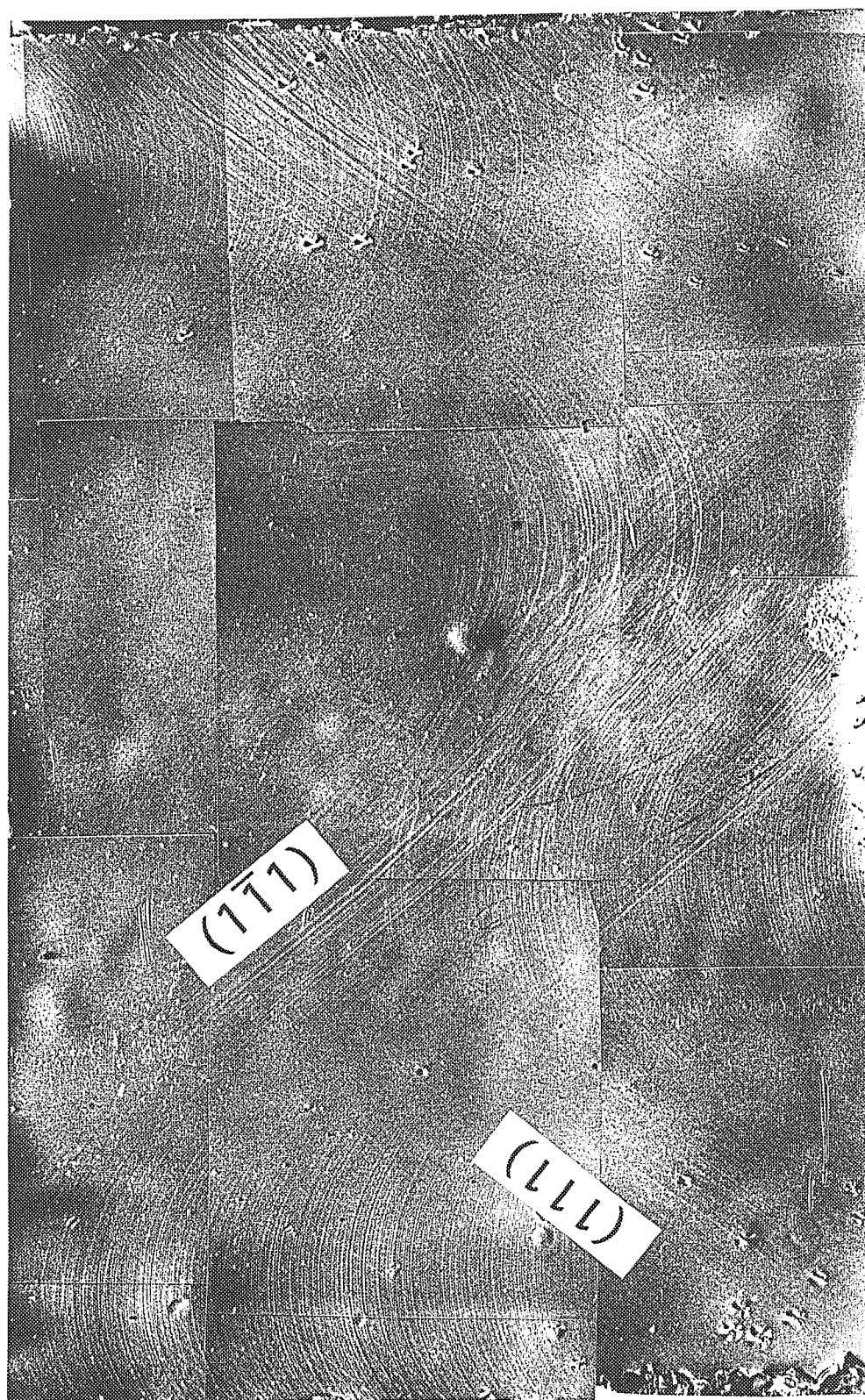


Figure II.13 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X0924E orientée selon [001] après un essai d'écrouissage cyclique à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,12\%$ ).



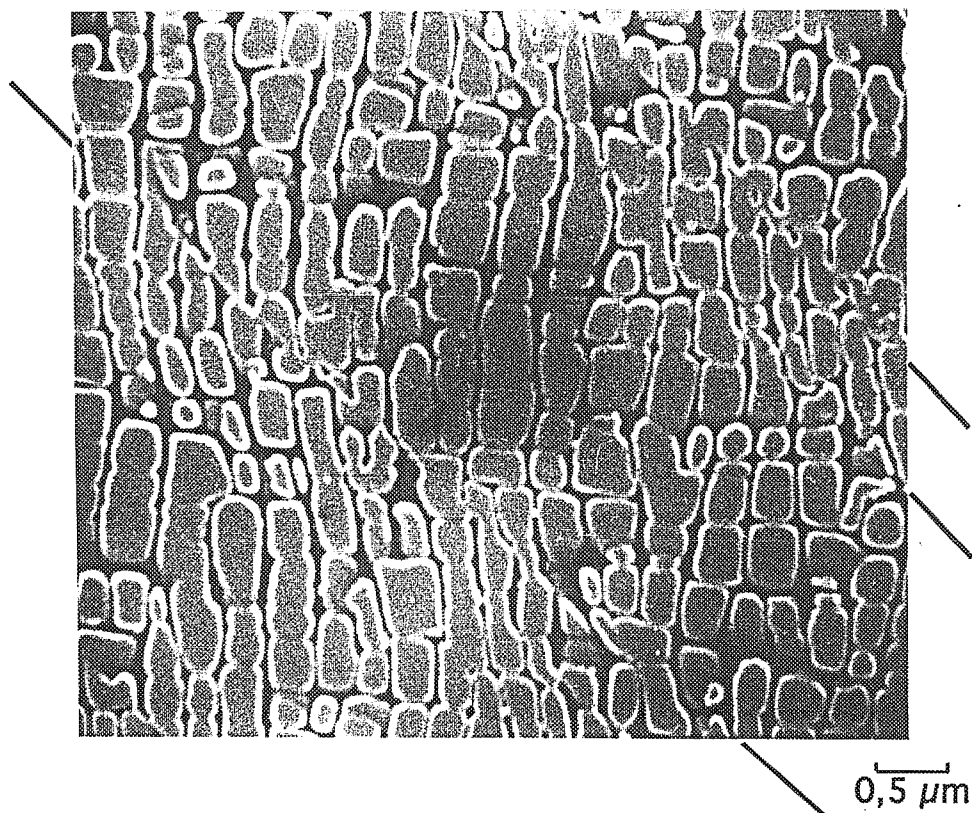


Figure II.14 : Micrographie (MEB) montrant des lignes de glissement octaédrique sur une coupe transversale de l'éprouvette X0924E d'orientation [001] à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,12\%$ ).

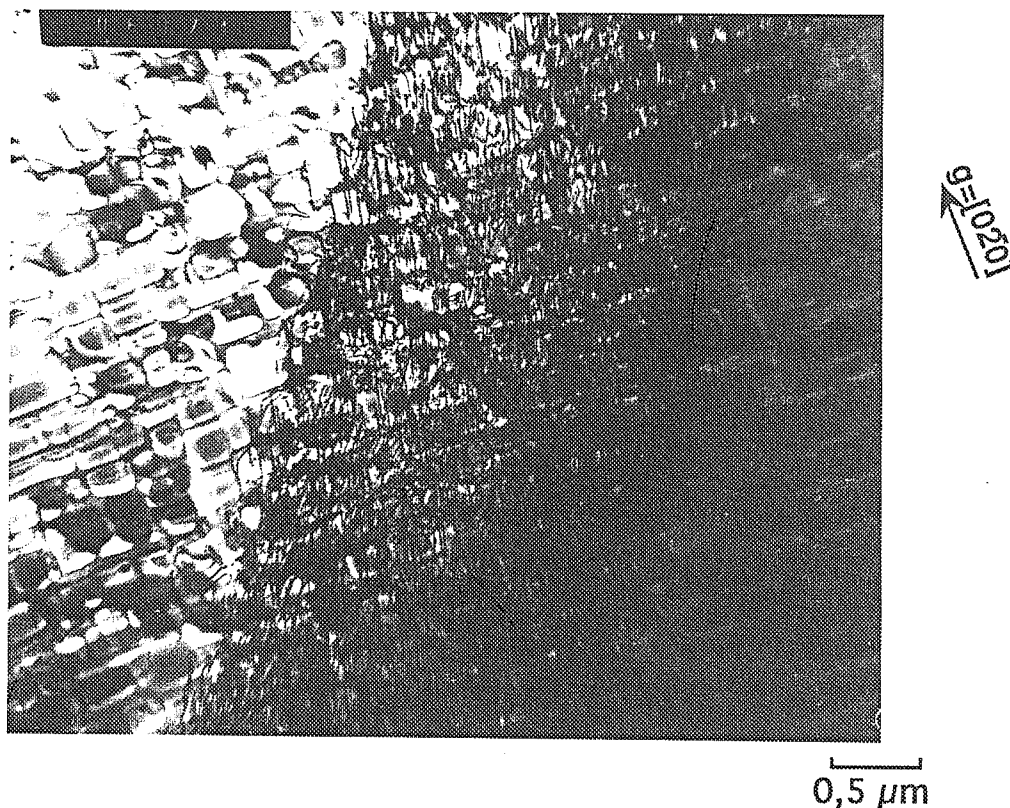
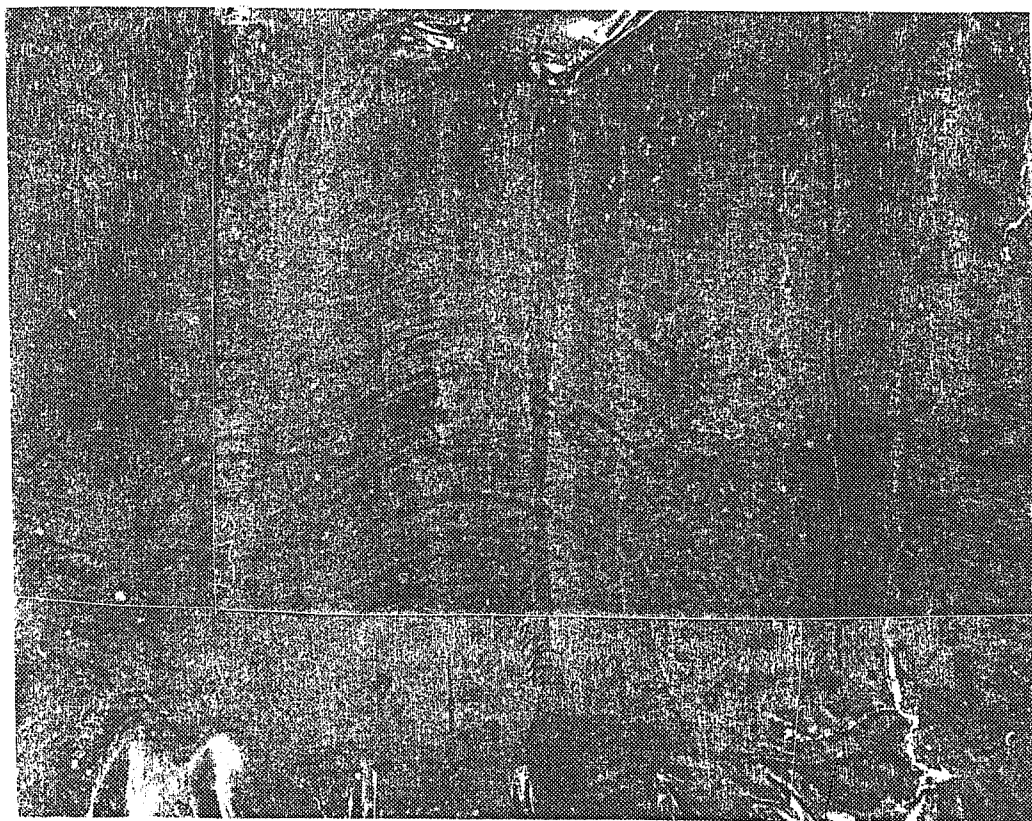


Figure II.15 : Micrographie (MET) d'une lame [100] illustrant le glissement octaédrique localisé dans l'éprouvette X0924E d'orientation [001] à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,12\%$ ).







1 mm

Figure II.16 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X1108B orientée selon [111] après un essai d'écrouissage cyclique à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,45\%$ ).



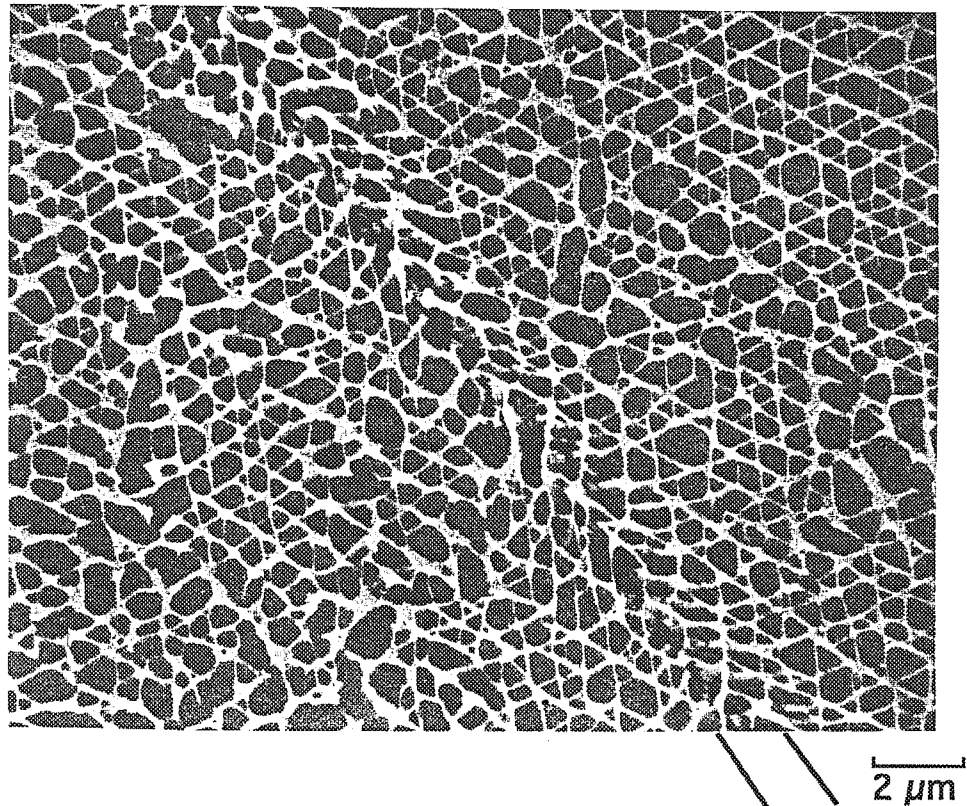


Figure II.17 : Micrographie (MEB) montrant des bandes diffuses de glissement cubique sur une coupe transversale de l'éprouvette X1108B d'orientation [111] à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,45\%$ ).



Figure II.18 : Micrographie (MET) d'une lame [111] montrant le glissement majoritaire des dislocations dans un plan (001) pour l'éprouvette X1108B d'orientation [111] à 650°C.



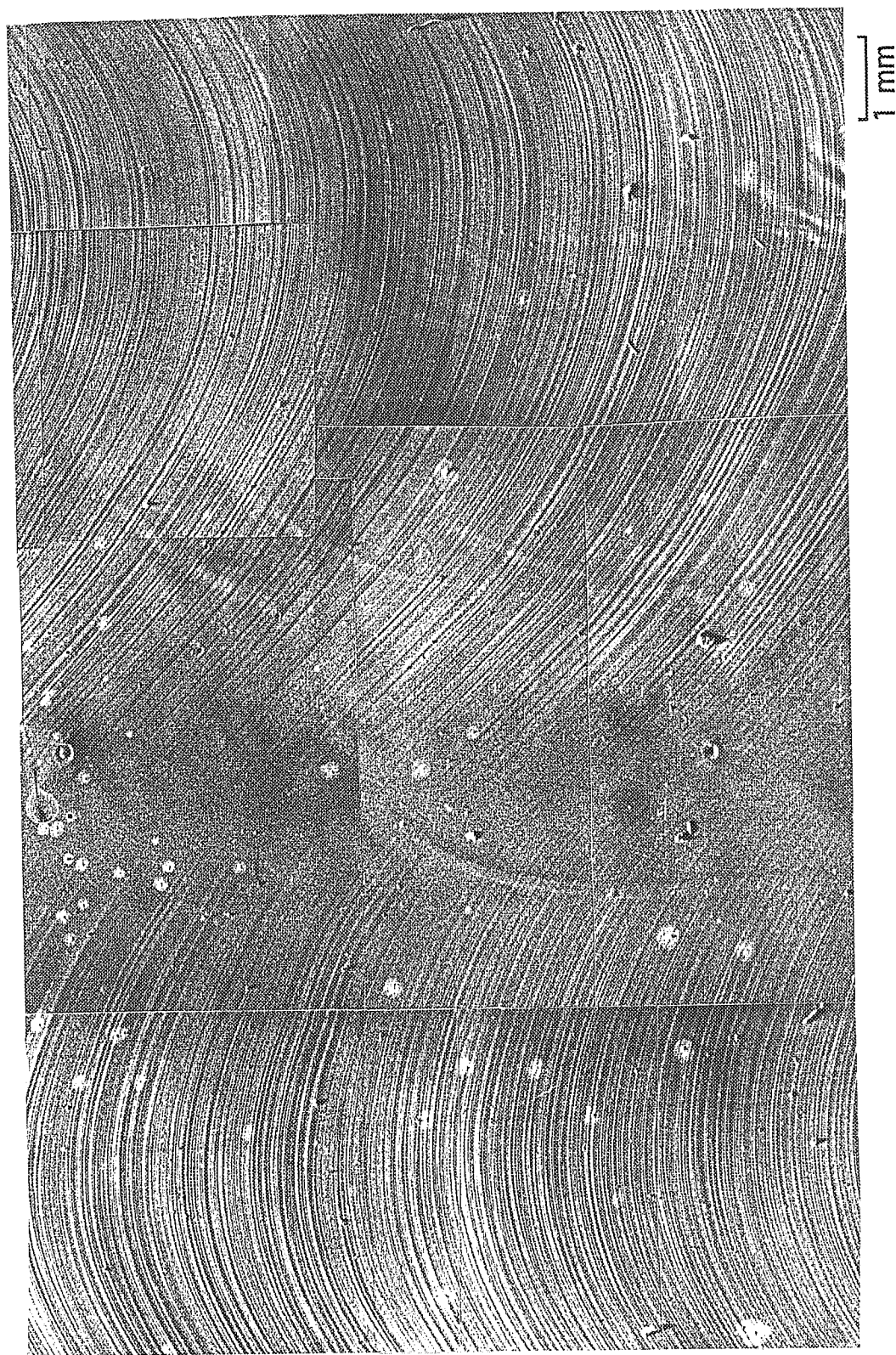
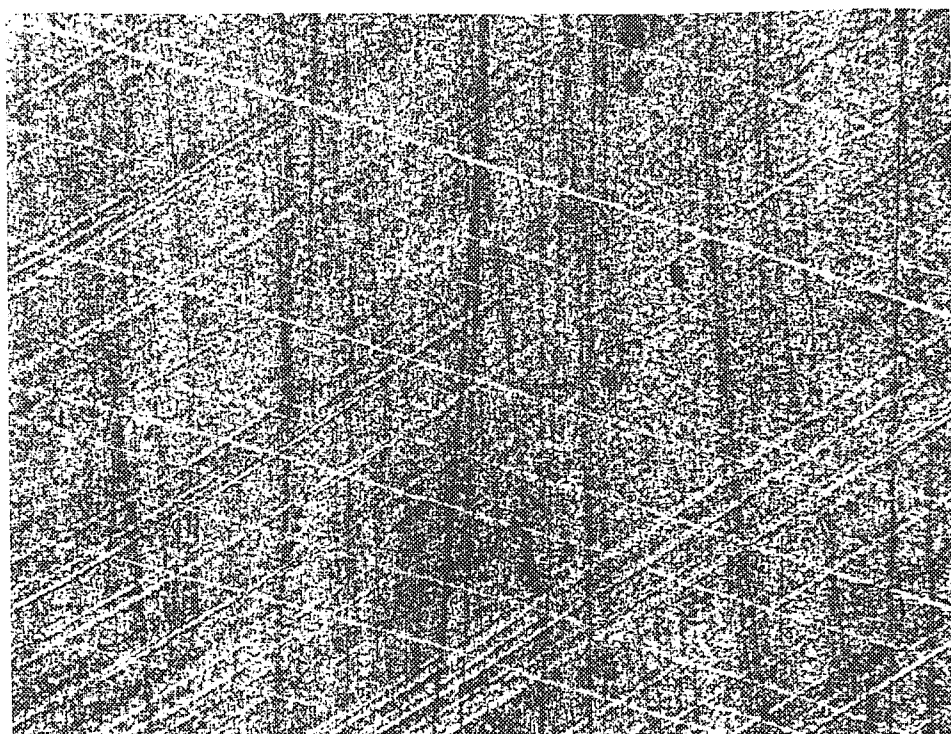


Figure II.19 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X1702B orientée selon [101] après un essai d'écroutissage cyclique à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,37\%$ ).

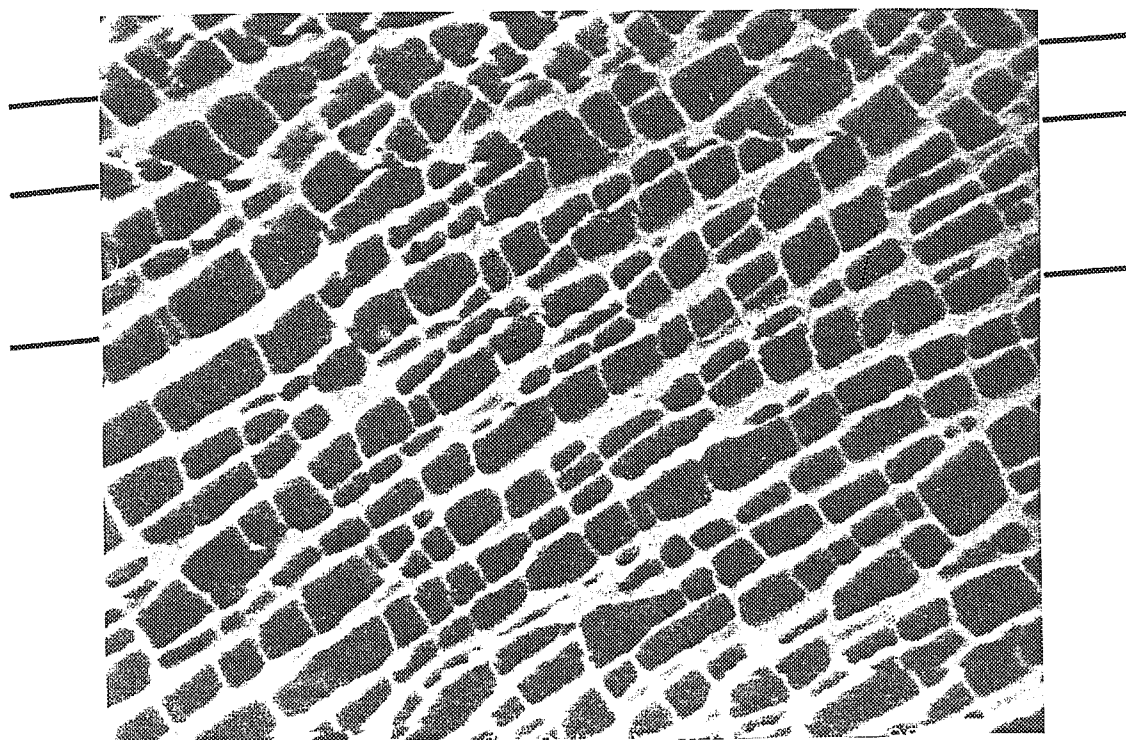






50 μm

Figure II.20 : Micrographie (MEB) montrant la présence d'un second plan de glissement sur le fût de l'éprouvette X1702B d'orientation [101] à 650°C.



0,5 μm

Figure II.21a : Micrographie (MEB) montrant les lignes de glissement octaédrique sur une coupe transversale de l'éprouvette X1702B d'orientation [101] à 650°C.





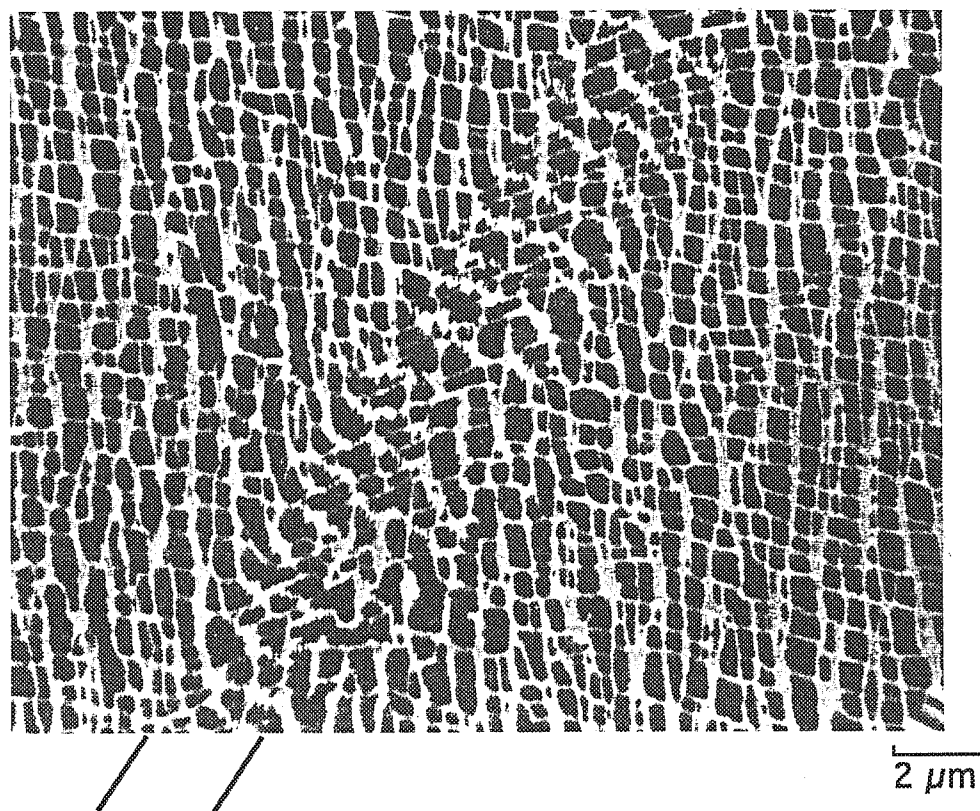


Figure II.21b : Micrographie (MEB) montrant des bandes diffuses de glissement cubique sur une coupe transversale de l'éprouvette X1702B d'orientation [101] à 650°C .

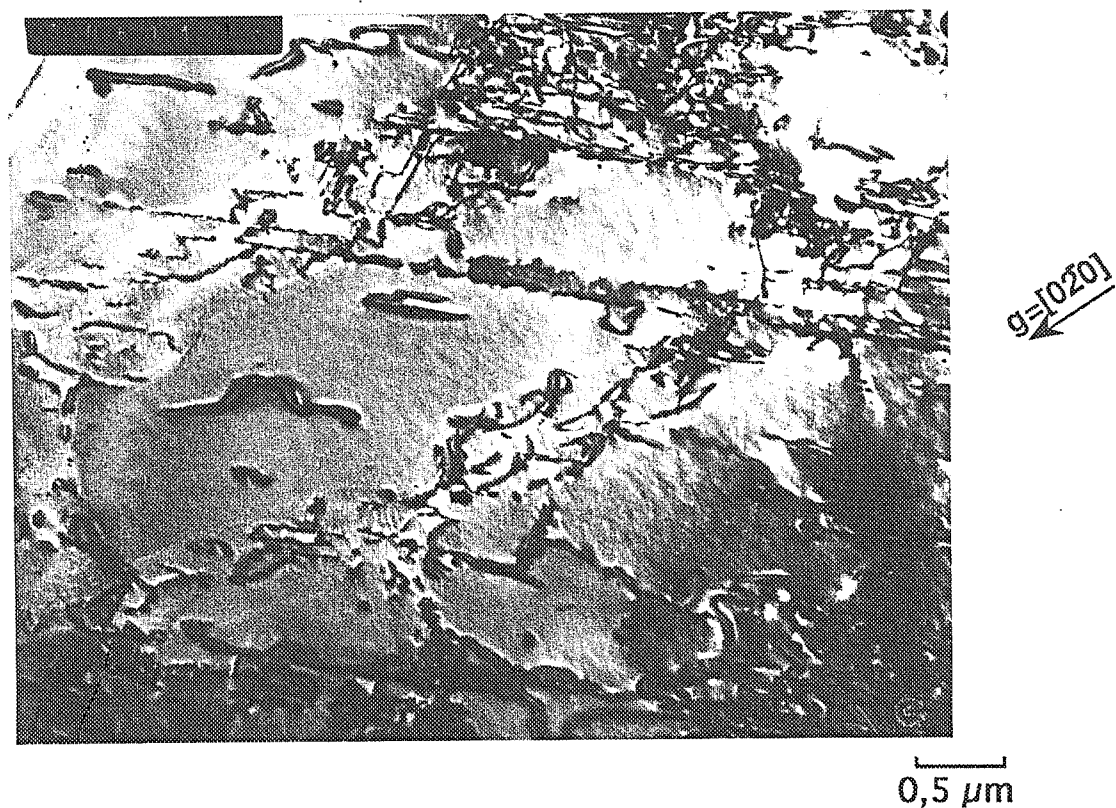


Figure II.22 : Micrographie (MET) d'une lame [101] montrant les dislocations qui cisailent les précipités  $\gamma$  dans un plan (111), et le glissement de dislocations dans un plan (001) pour l'éprouvette X1702B d'orientation [101] à 650°C.



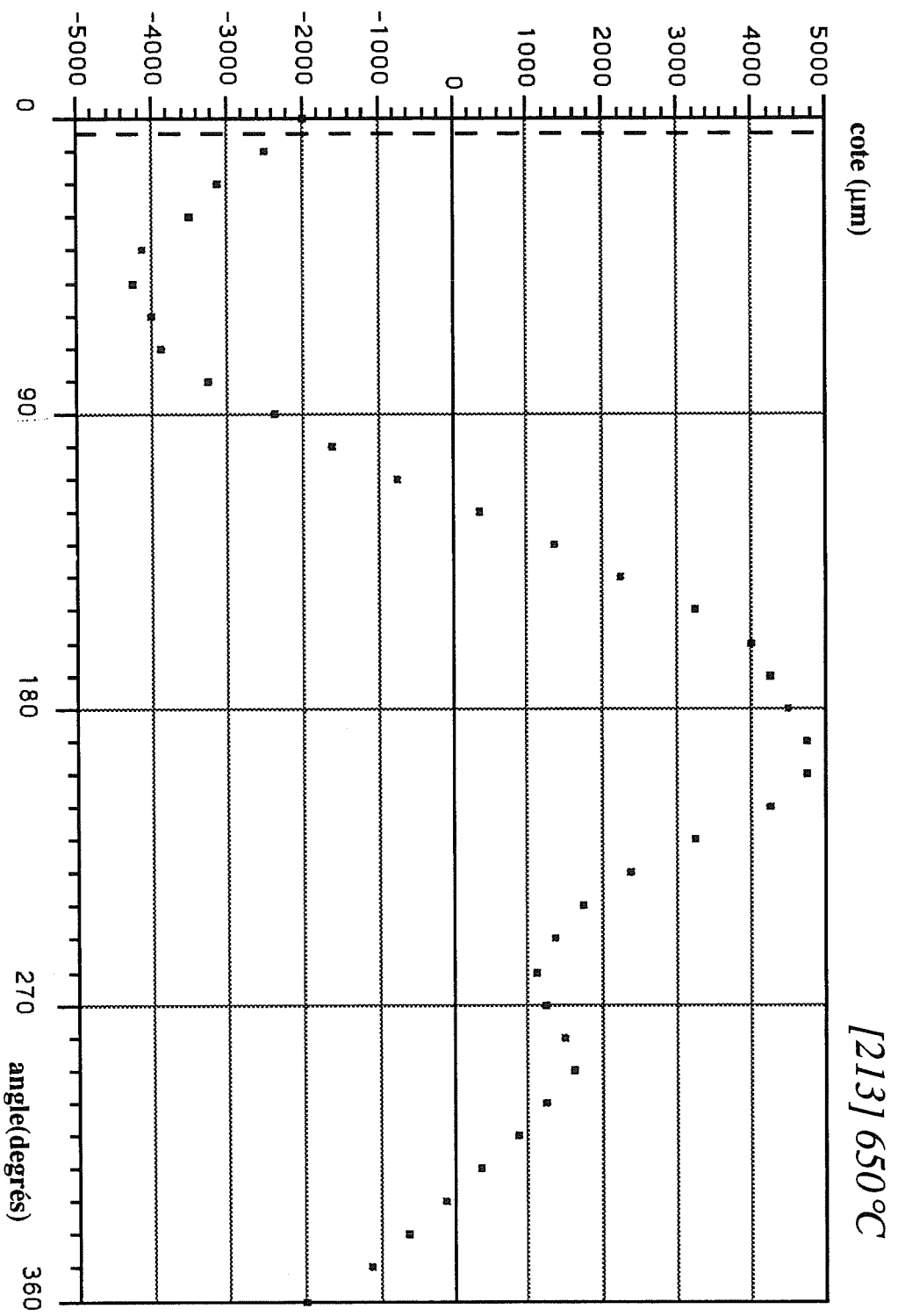


Figure II.24 : Profil de l'éprouvette XI925A d'orientation [213] cyclée à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,28\%$ ).

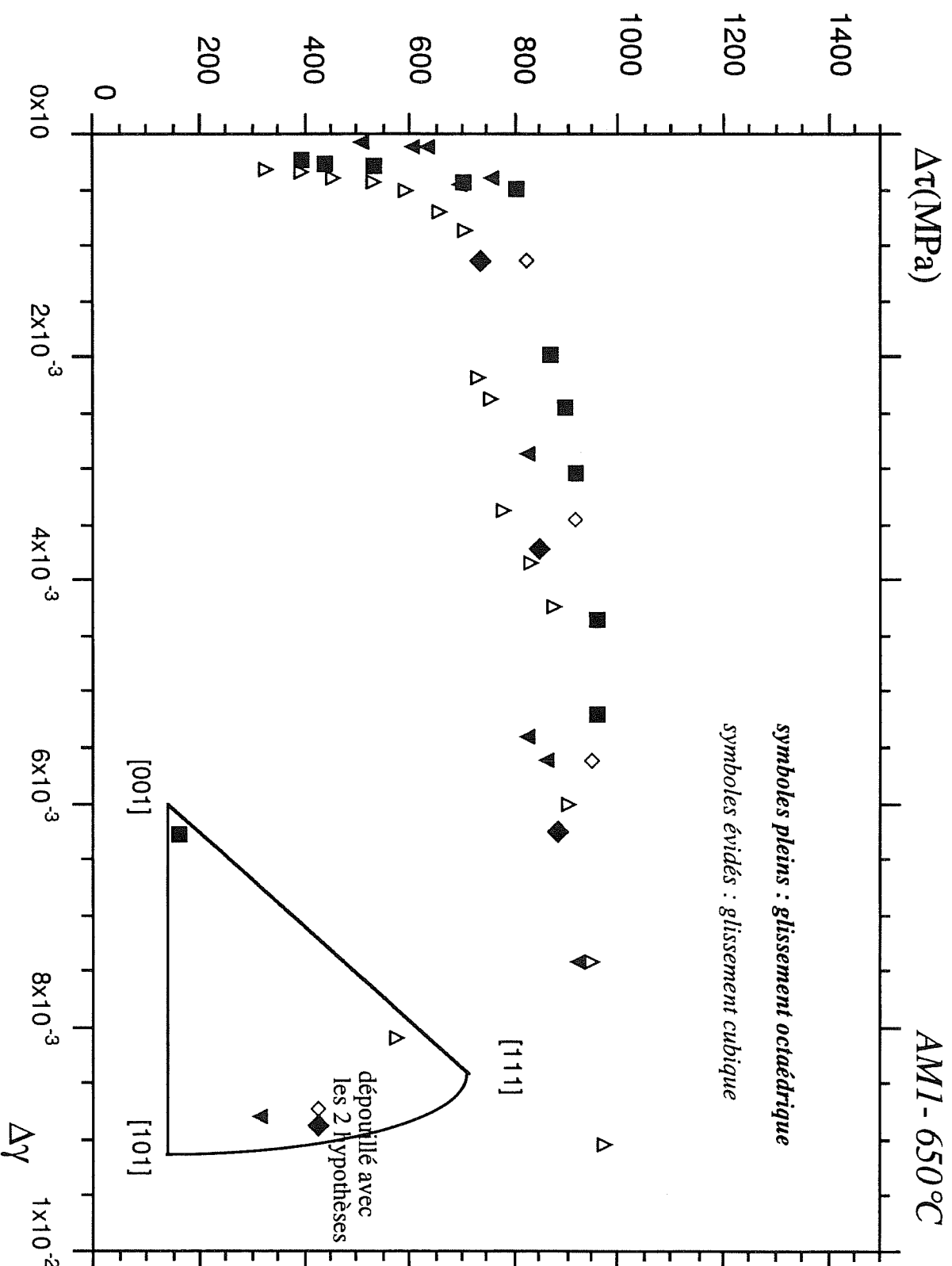


Figure II.25 : Courbes d'érouissage cycliques de l'Al-Mn montrant l'amplitude de cisson résolue en fonction de l'amplitude de glissement correspondant pour les éprouvettes d'orientations [001], [111], [101] et [213] cyclées à 650°C.

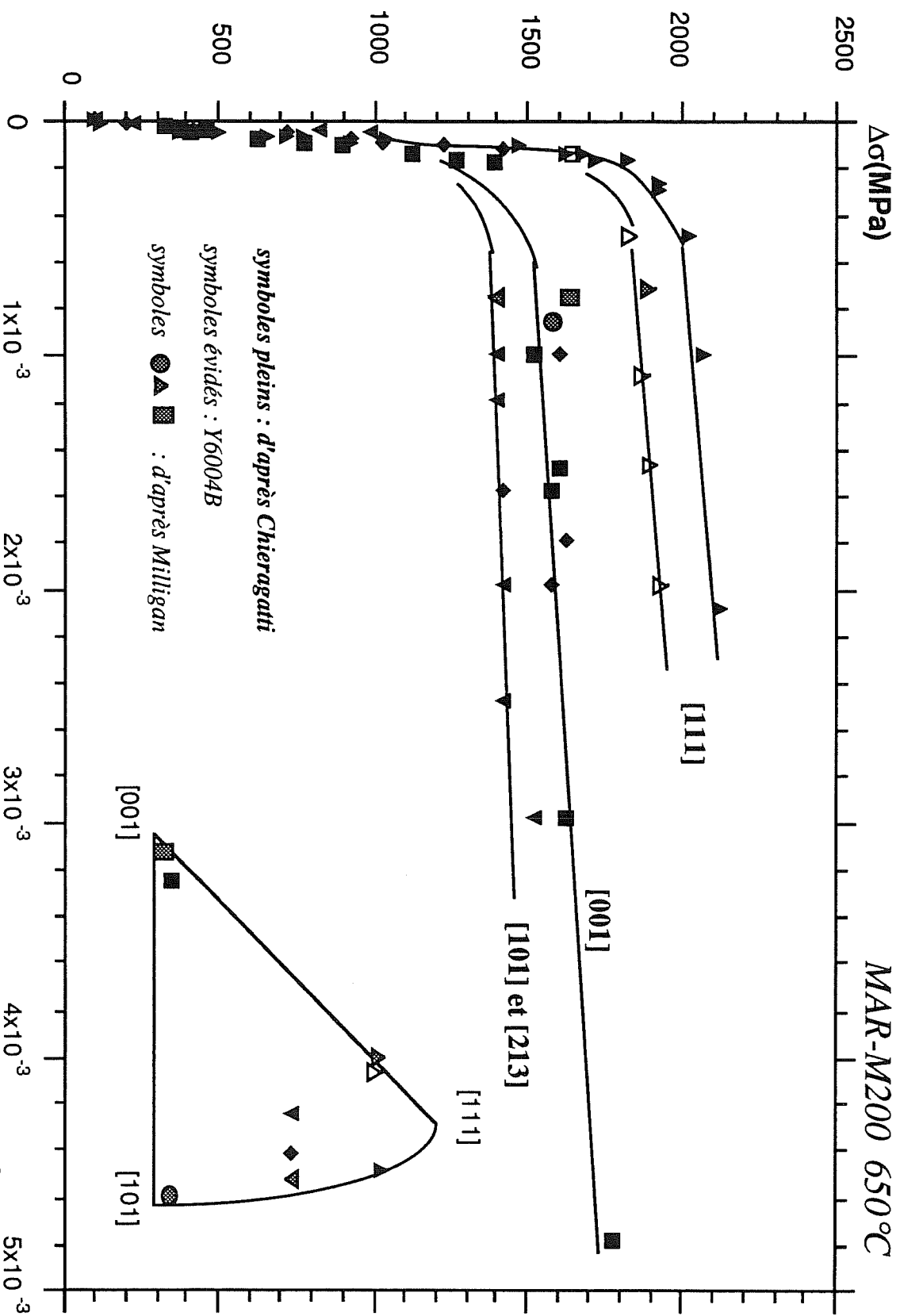


Figure II.26 : Courbes d'écrouissage cycliques du MAR-M200 montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour les éprouvettes d'orientations [001], [111], [101] et [213] cyclées à 650°C.

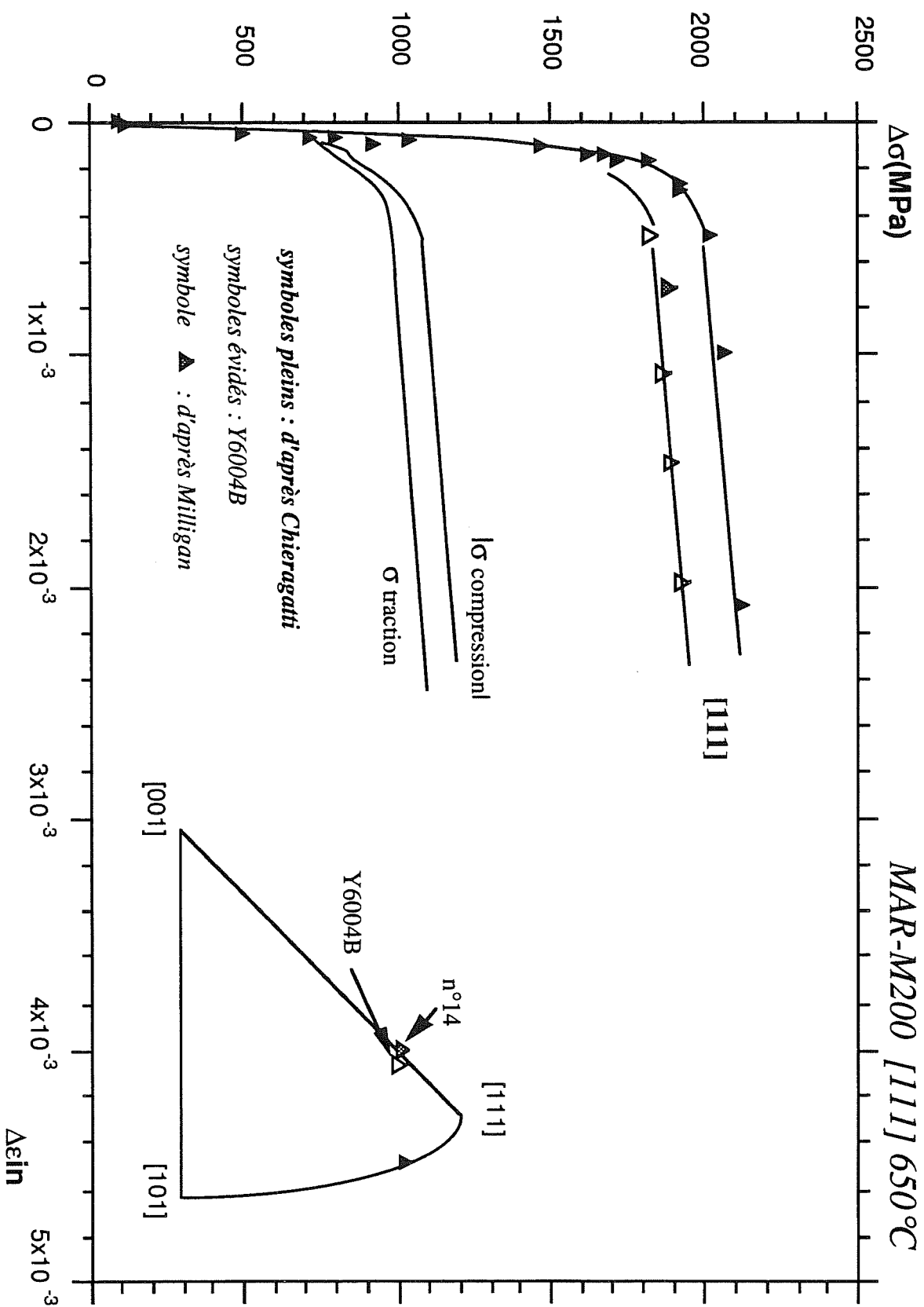
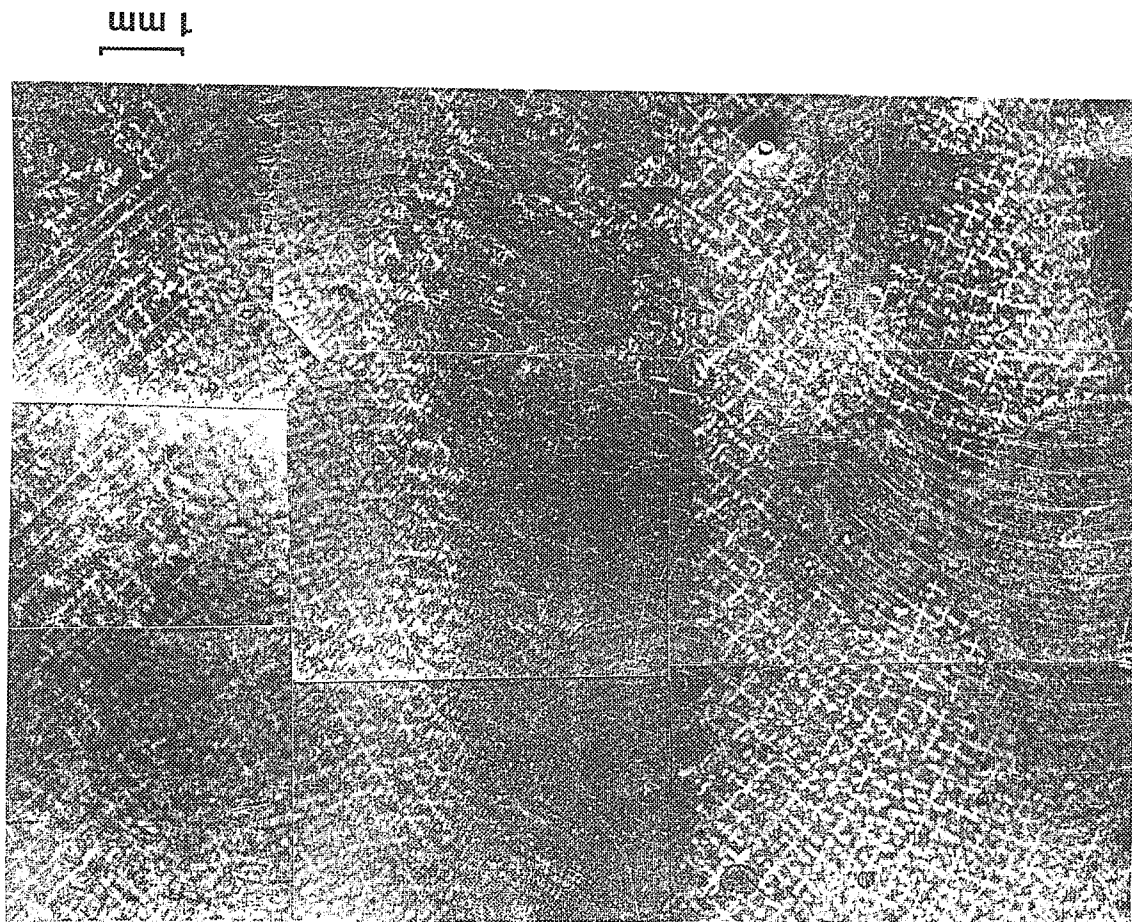


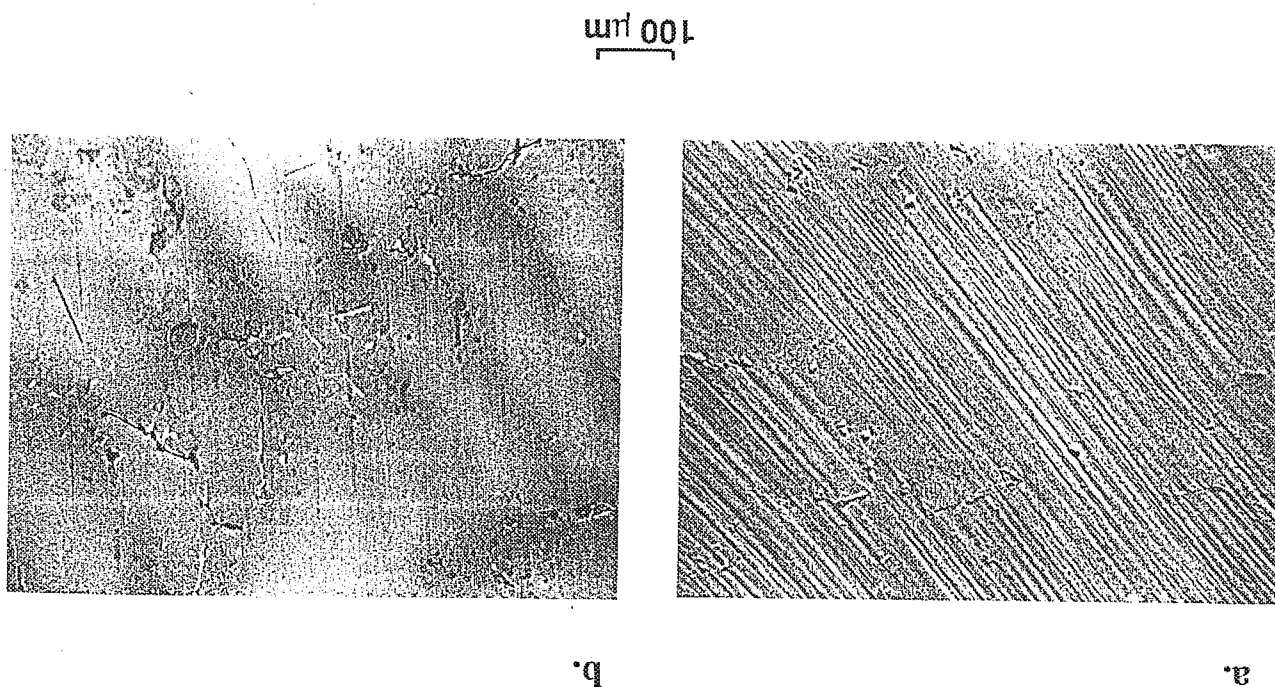
Figure II.27 : Courbes d'érouissage cycliques du MAR-M200 orienté selon [111] montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique ainsi que l'écart entre la contrainte de traction et celle de compression à 650°C.

Figure II.29 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette Y6004B de MAR-M200 d'orientation [111] cyclée à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,2\%$ ).



a. les bandes de glissement en contraste topographique  
b. la structure parsemée de carbures en contraste chimique.

Figure II.28 : Observations de l'éprouvette Y6004B de MAR-M200 d'orientation [111] cyclée à 650°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,28\%$ ) montrant :







cote( $\mu\text{m}$ )

MAR-M200 [111] 650°C

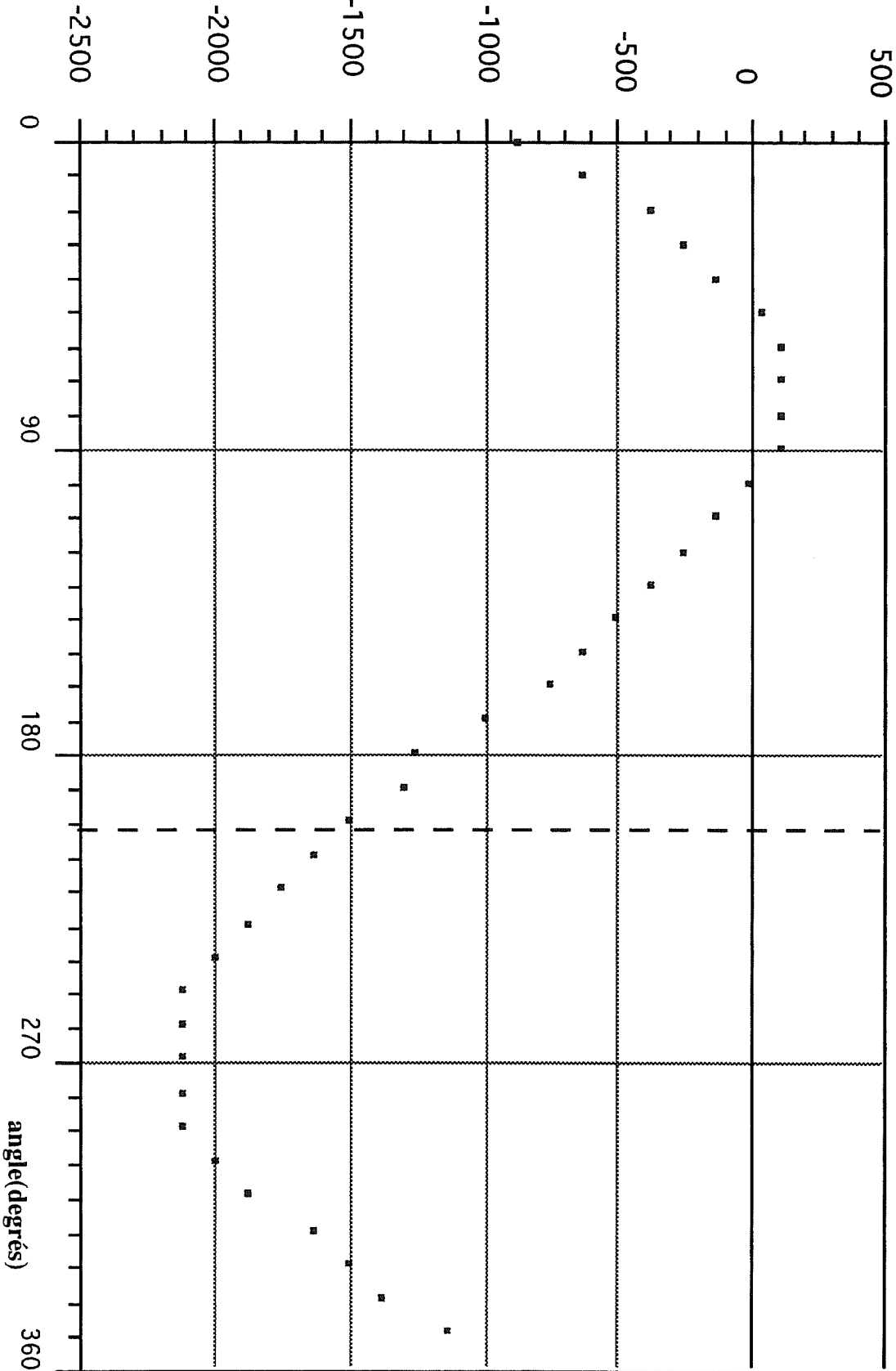


Figure II.30 : Profil de l'éprouvette Y6004B de MAR-M200 d'orientation [111] cyclée à 650°C.

MAR-M200 [111] 650°C

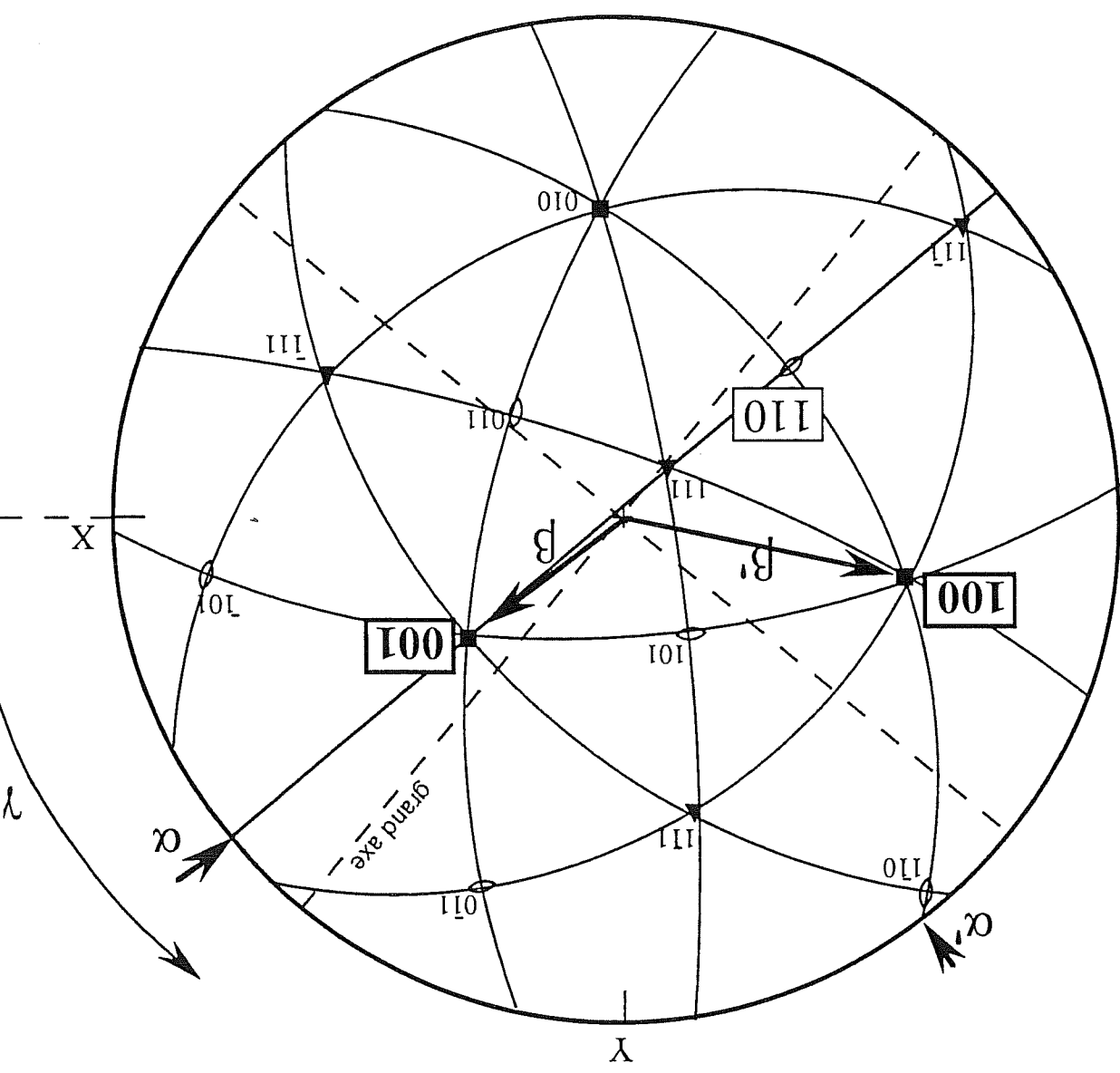


Figure II.31 : Projection stéréographique de l'éprouvette Y6004B de MAR-M200 d'orientation [111] cyclée à 650°C.

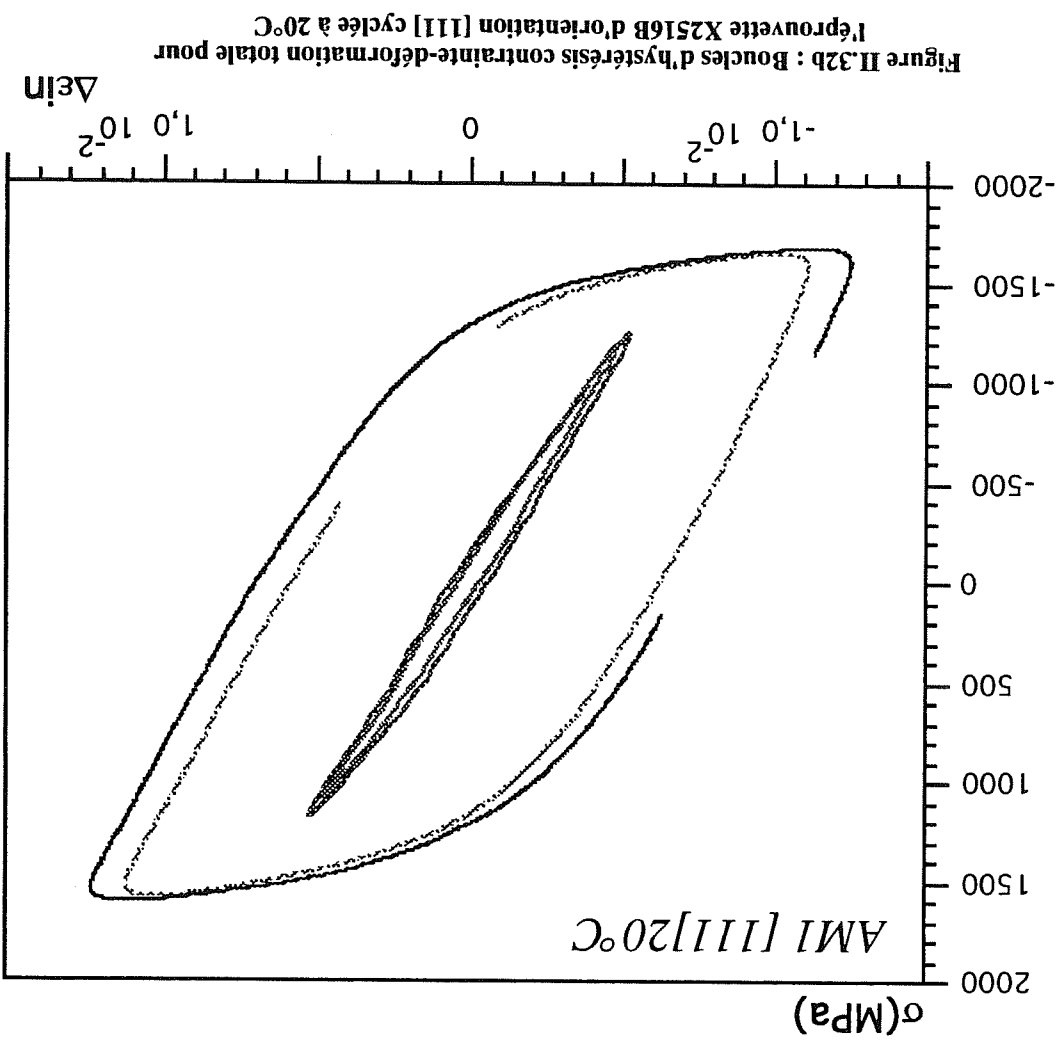
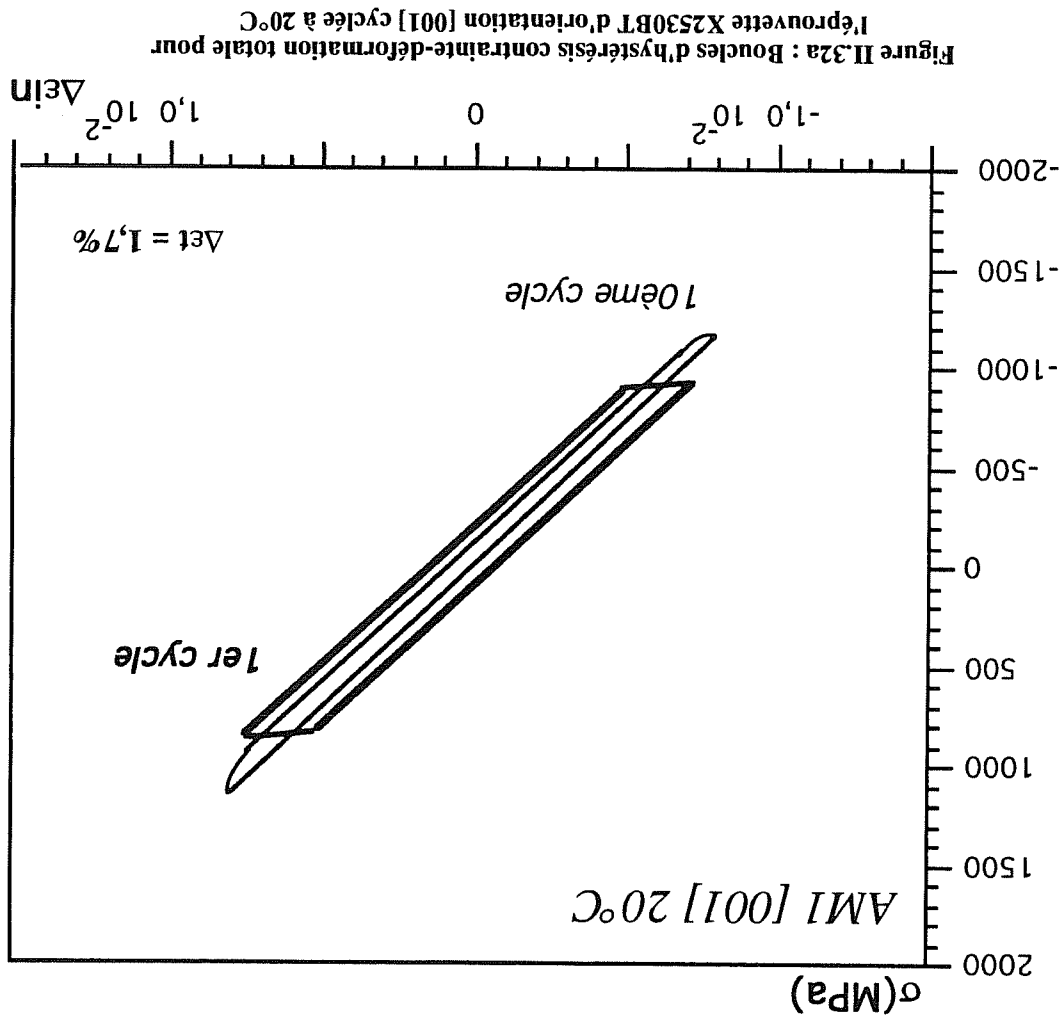


Figure II.33 : Influence de l'orientation sur l'allure des boucles contrainte-déformation totale pour des amplitudes de déformation plastique équivalentes pour l'AMI à 20°C.

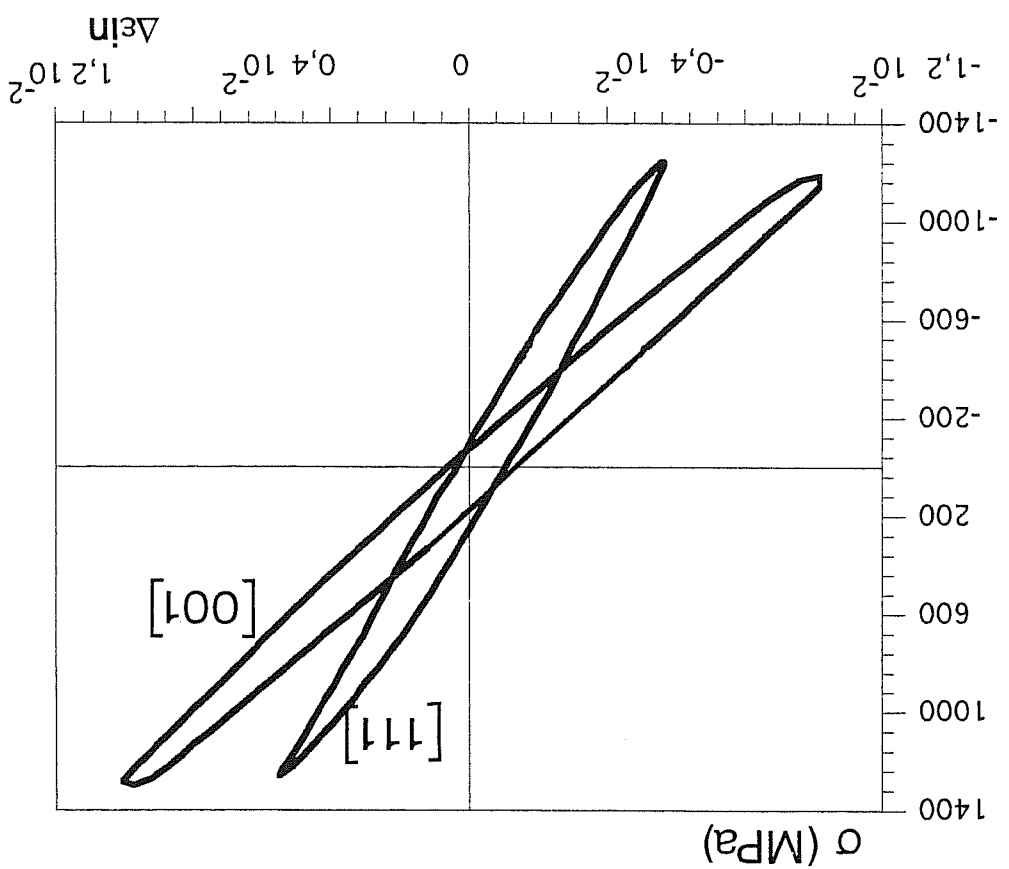


Figure II.34 : Courbes d'écrouissage cyclique montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour l'AMI à 20°C.

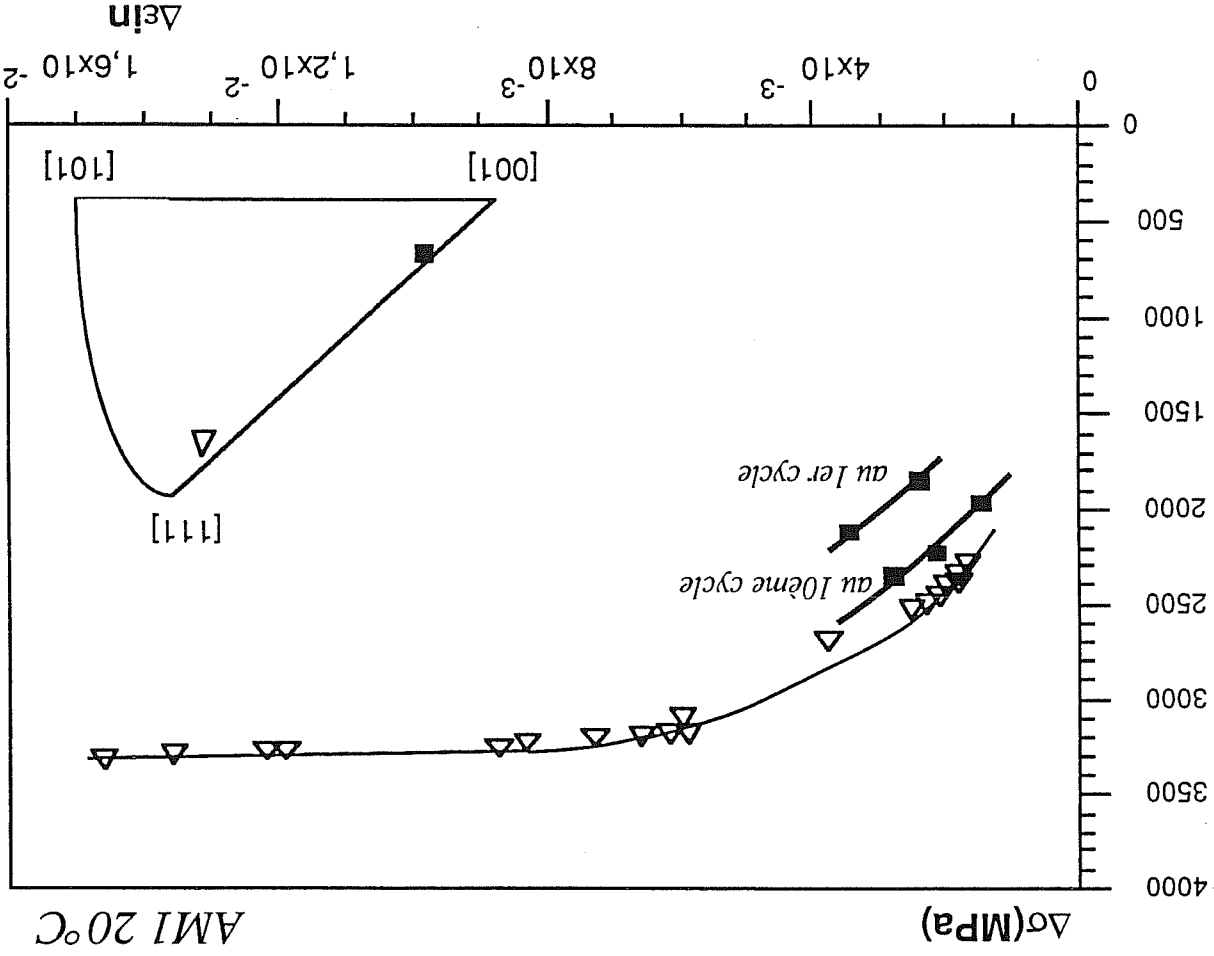
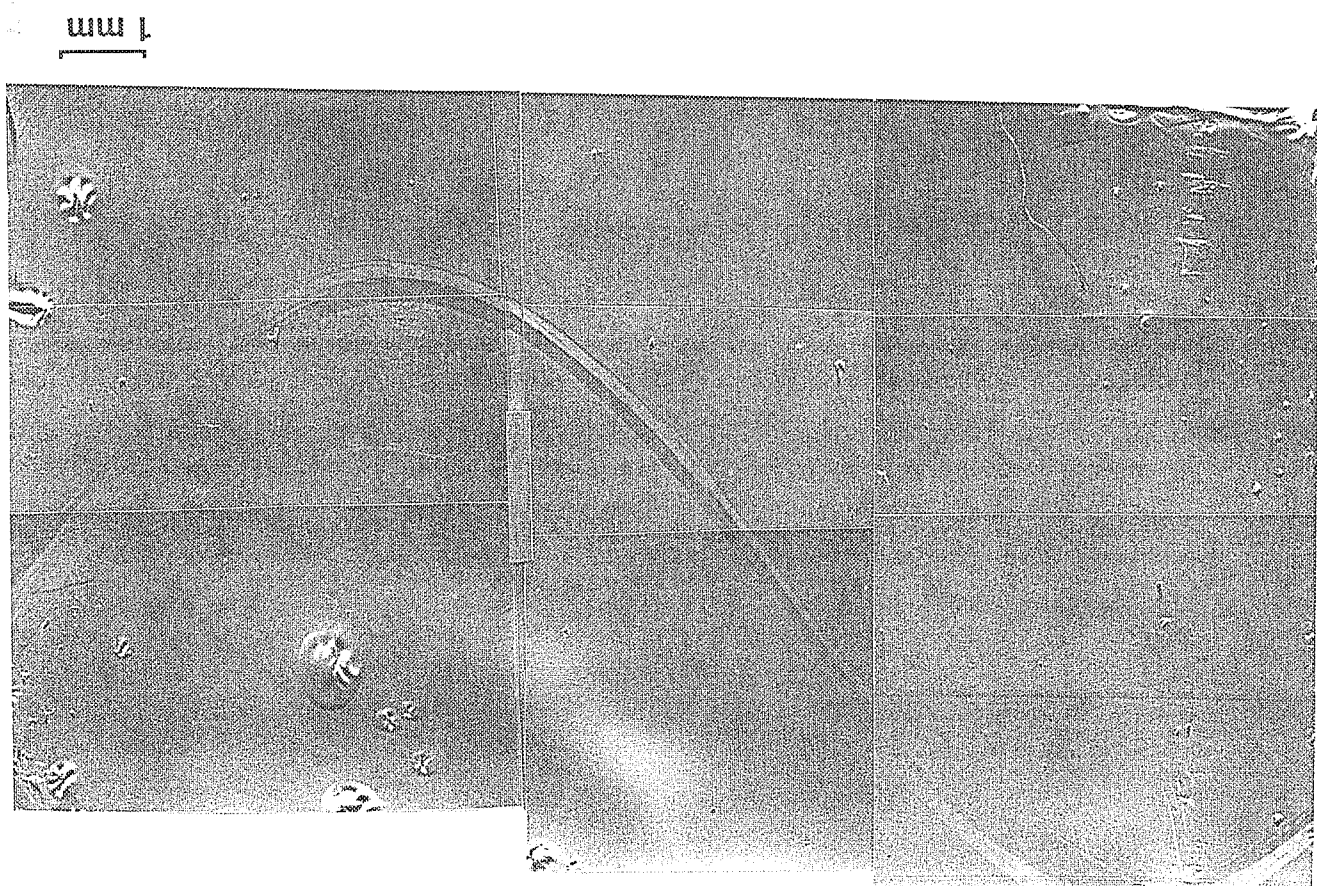
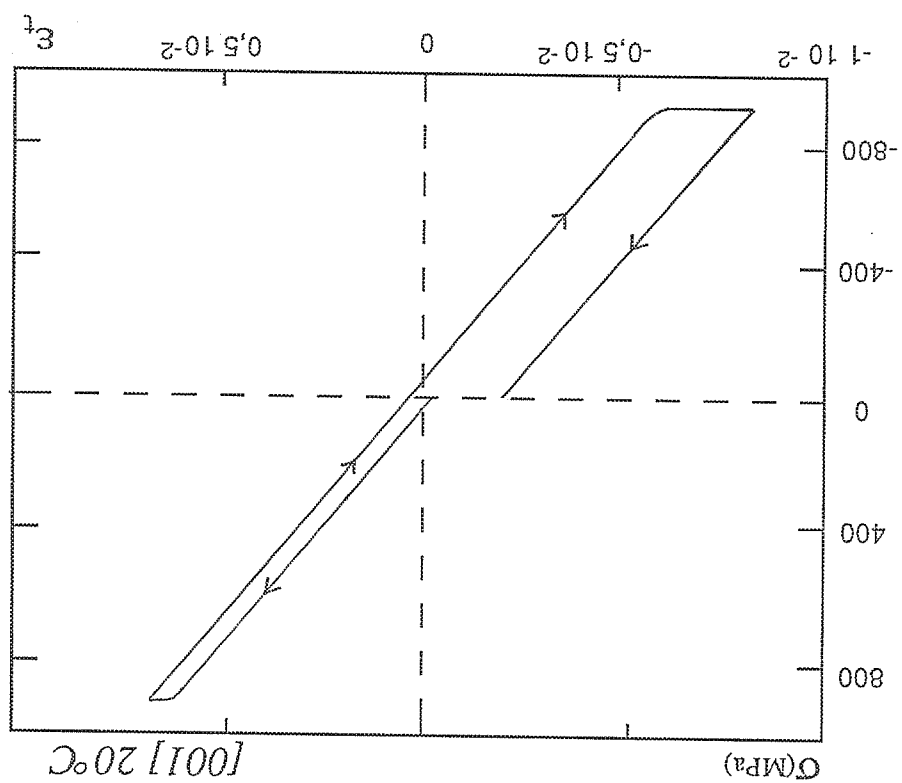


Figure II.35 : Aspect de la réplique de surface et boucle d'hystérésis contrainte-déformation totale correspondante pour l'éprouvette X2530BT d'orientation [001] cyclée à 20°C :  $N = 3/4$  de cycle.





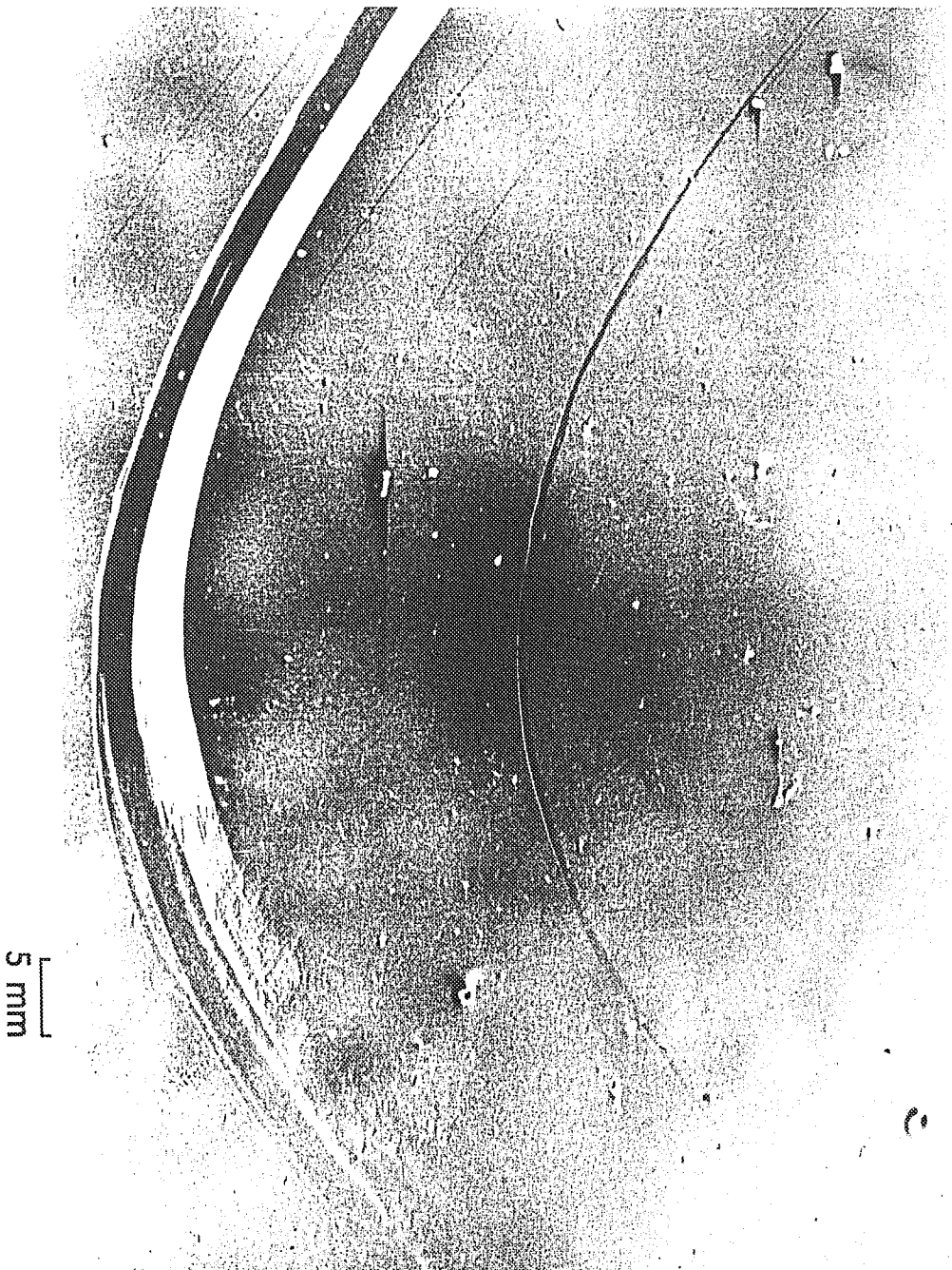
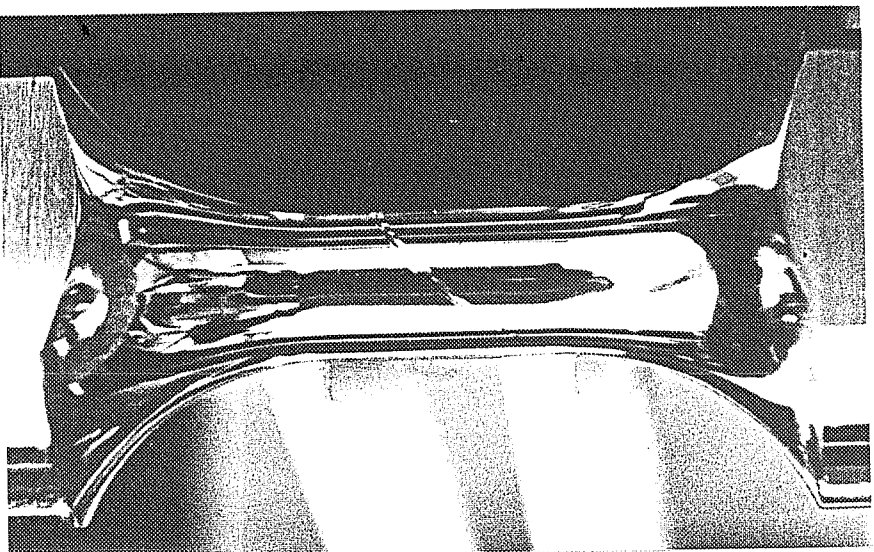


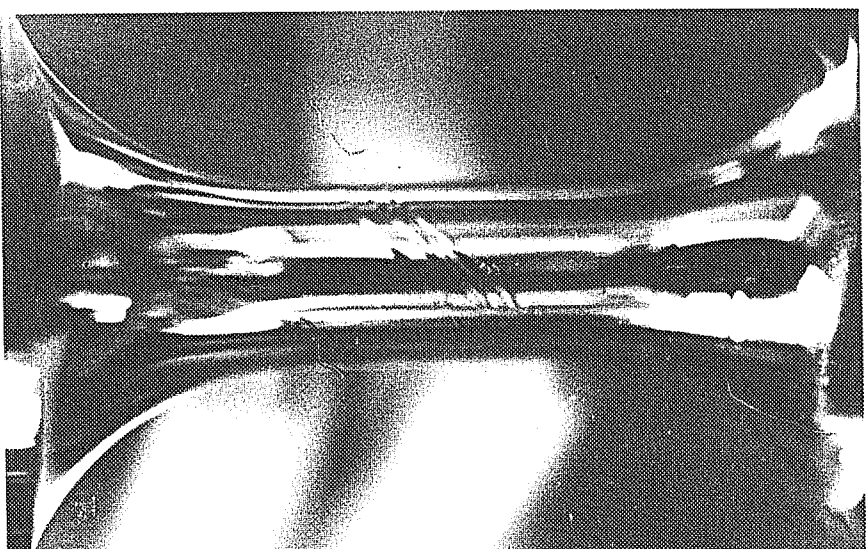
Figure II.36 : Détail de la réplique de surface montrant la macrobande de glissement pour l'éprouvette X2530BT d'orientation [001] cyclée à 20°C :  $N = 3/4$  de cycle.



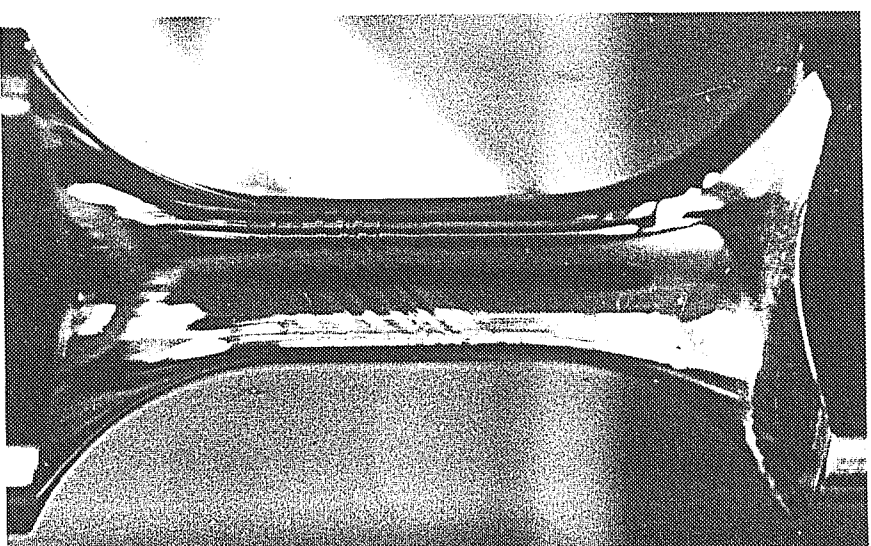




$N = 3/4$  de cycle



$N = 2$  cycles

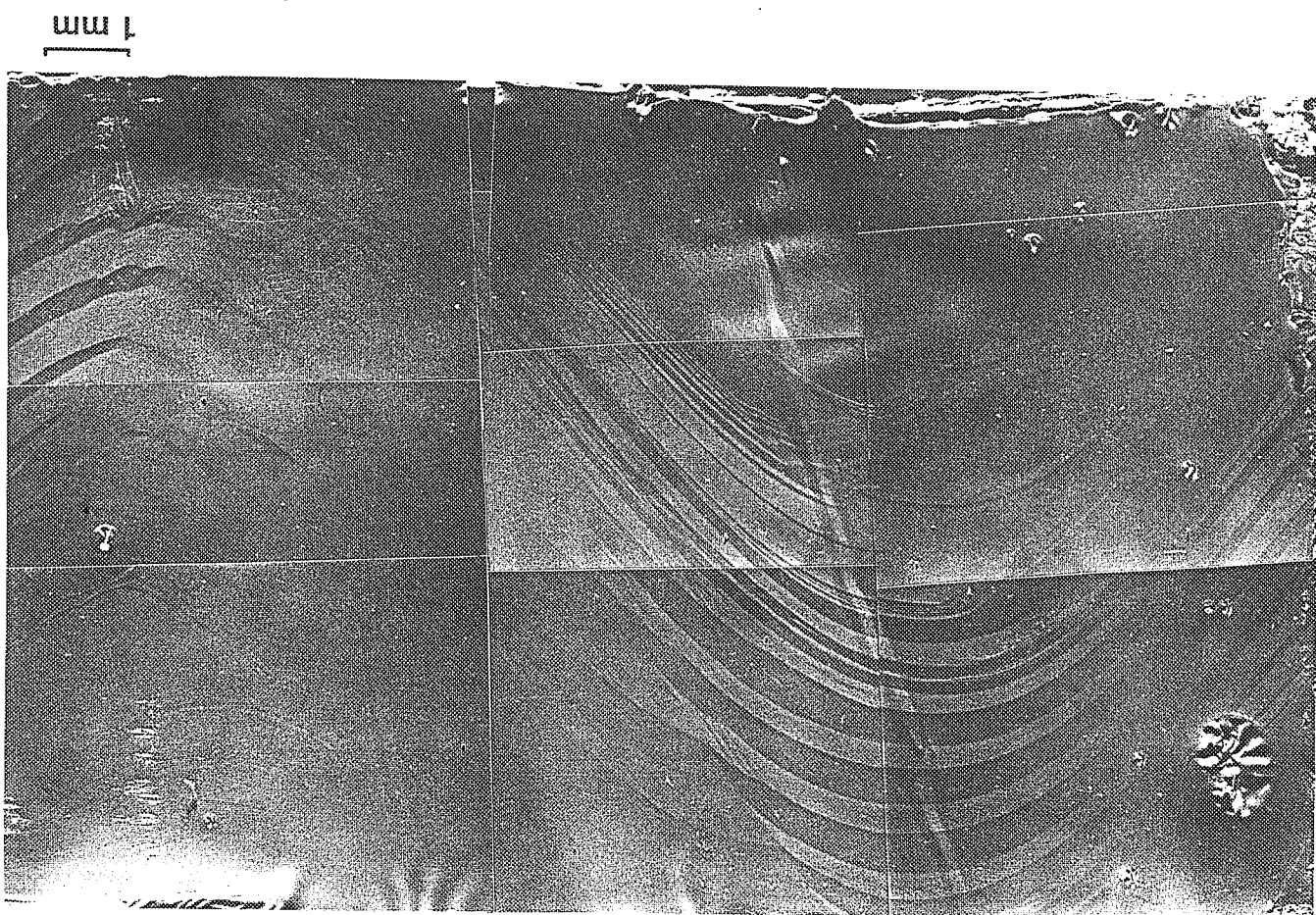
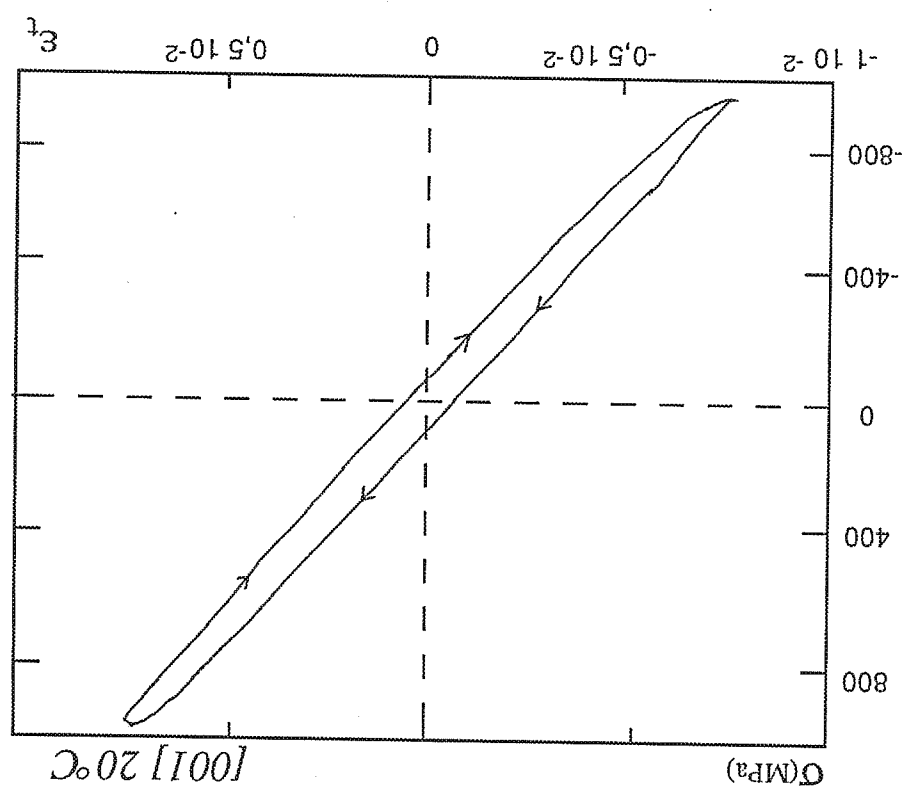


$N = 11$  cycles

Figure II.37 : Progression de la déformation inélastique par bandes de glissement en fonction du nombre de cycles pour l'éprouvette X2550BT d'orientation [001] cyclée à 20°C ( $\Delta\epsilon_p = 2 \cdot 10^{-3}$ ).



Figure II.38 : Aspect de la réplique de surface et boucle d'hystérésis contrainte-déformation totale correspondante pour l'éprouvette X2530BT d'orientation [001] cyclée à 20°C :  $N = 11$  cycles.





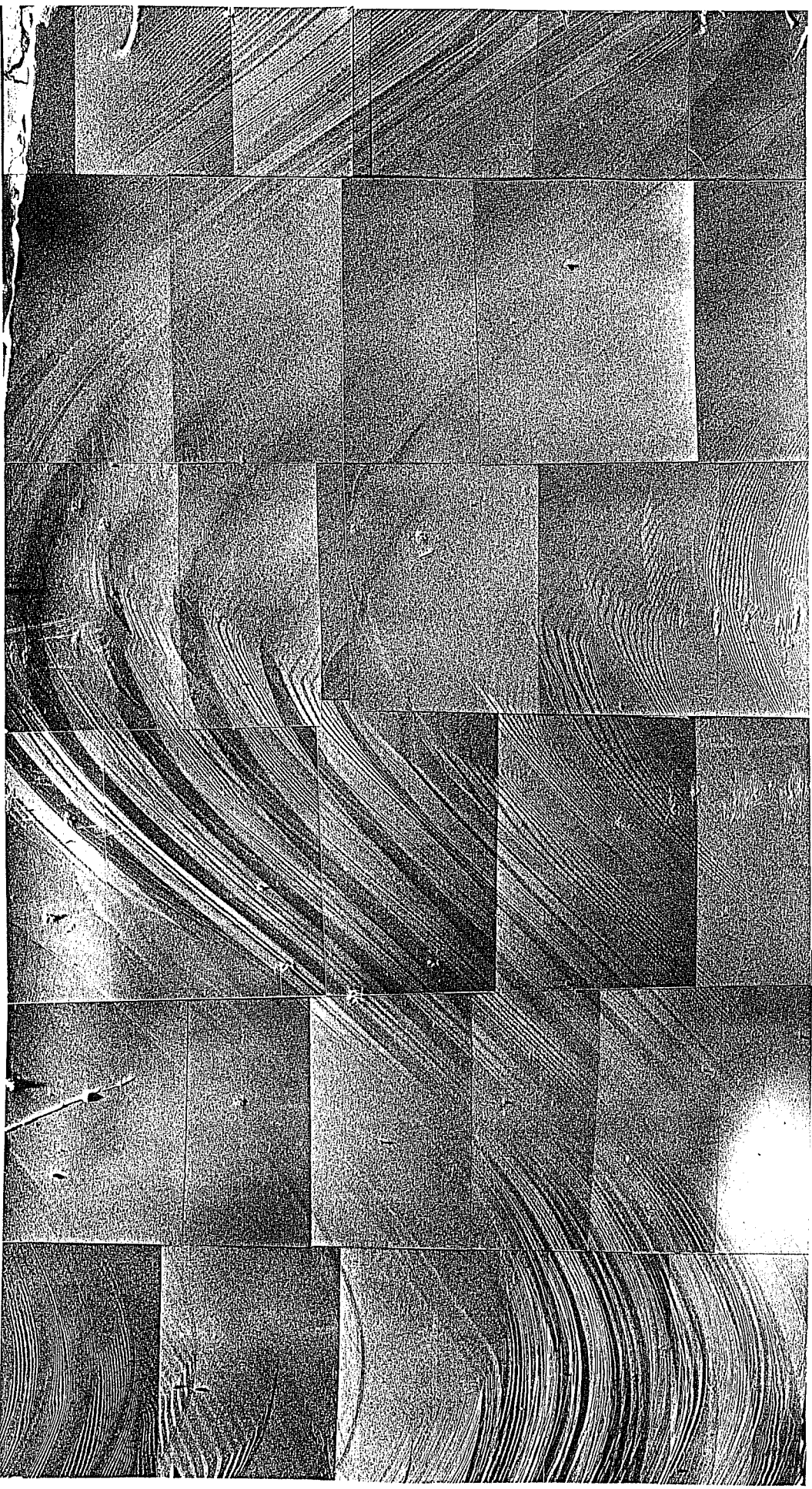


Figure II.39 : Aspect de la réplique de surface montrant le remplissage des bandes par des plus fines pour l'éprouvette X2530BT d'orientation [001] cyclée à 20°C : N = 15 cycles.

1 mm



Figure II.41 : Variation de la fraction volumique de bandes de glissement en fonction de la demi-amplitude de glissement accumulé pour l'AMI orienté [001] (X2530BT), le cuivre monocristallin et le MAR-M004 à 20°C.

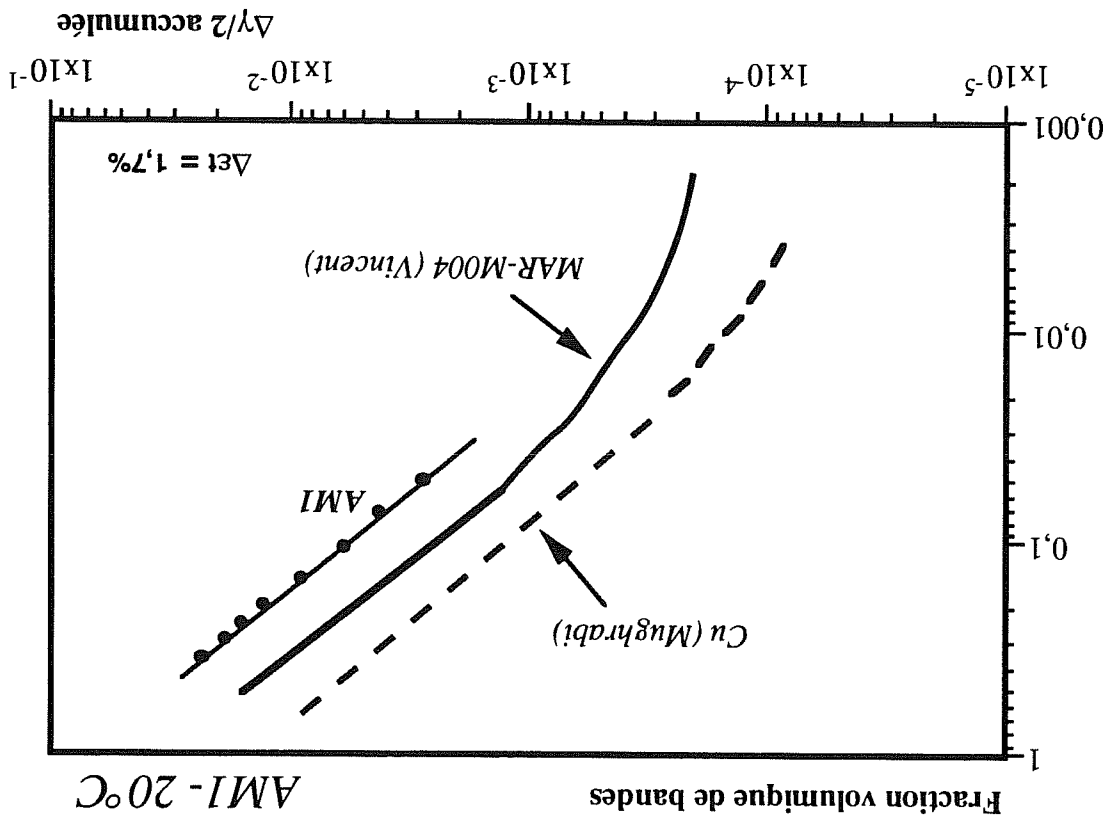
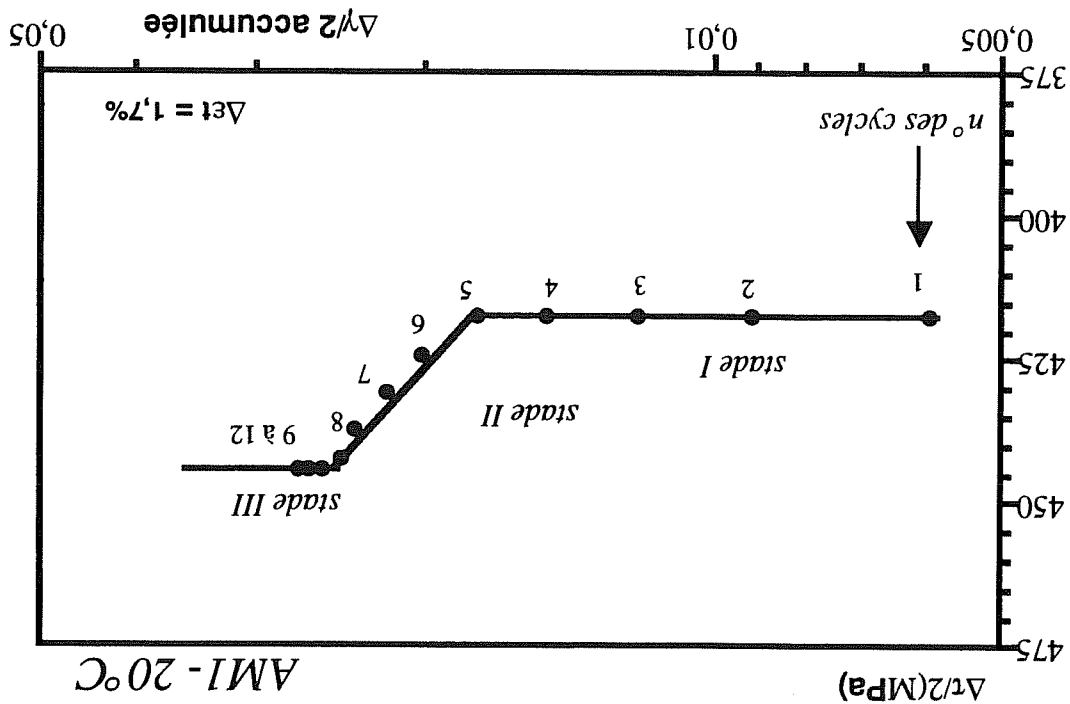


Figure II.40 : Courbes d'écrouissage cyclique montrant la demi-amplitude de cisson en fonction de la demi-amplitude de glissement accumulé pour l'AMI orienté [001] à 20°C (X2530BT); le facteur de Schmid vaut 0,4315.







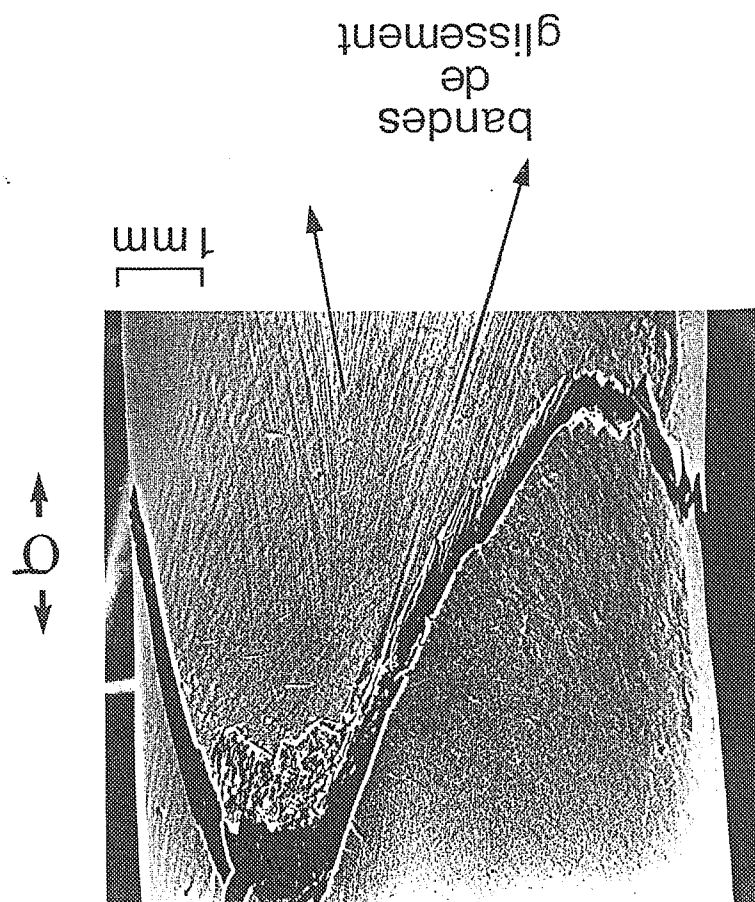


Figure II.42 : Aspect du flut de l'éprouvette X2516B d'orientation [111] cyclée à 20°C ( $\Delta\epsilon_p = 1,5 \cdot 10^{-2}$ ).



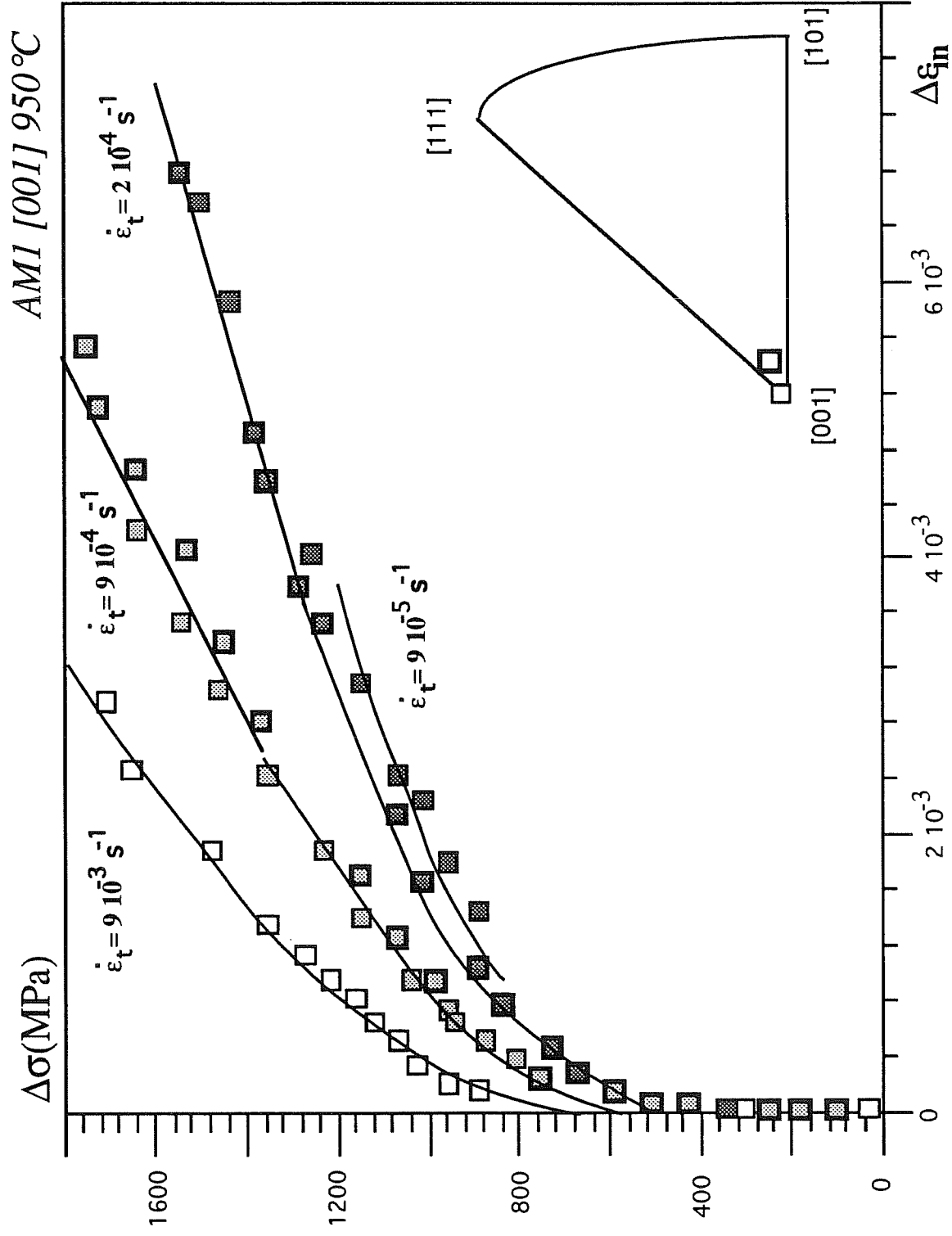


Figure II.48 : Influence de la vitesse de sollicitation sur la courbe d'écroutissage cyclique de monocristaux d'AM1 d'orientation  $[001]$  à  $950^\circ\text{C}$ .

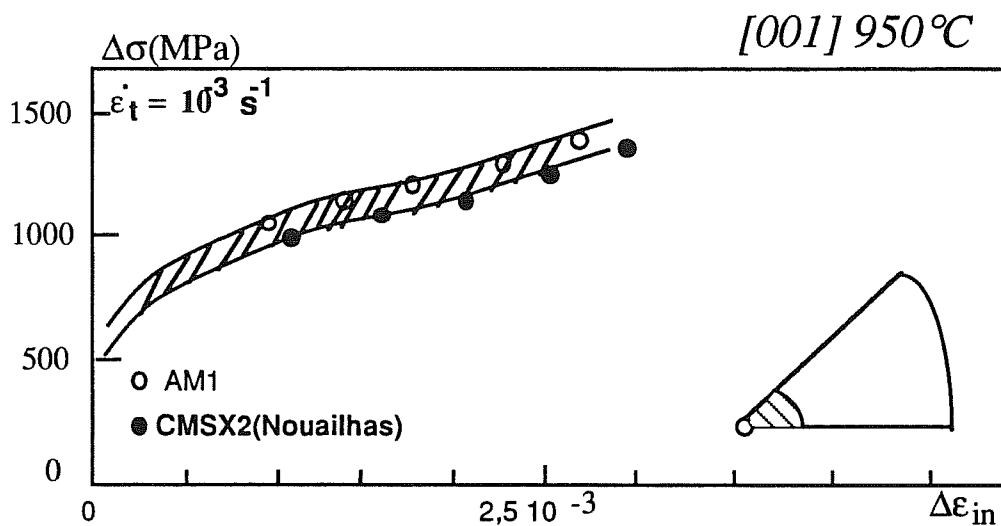


Figure II.45 : Courbes d'écrouissage cyclique pour différents monocristaux de superalliages à base de nickel orienté selon [001] à 950°C

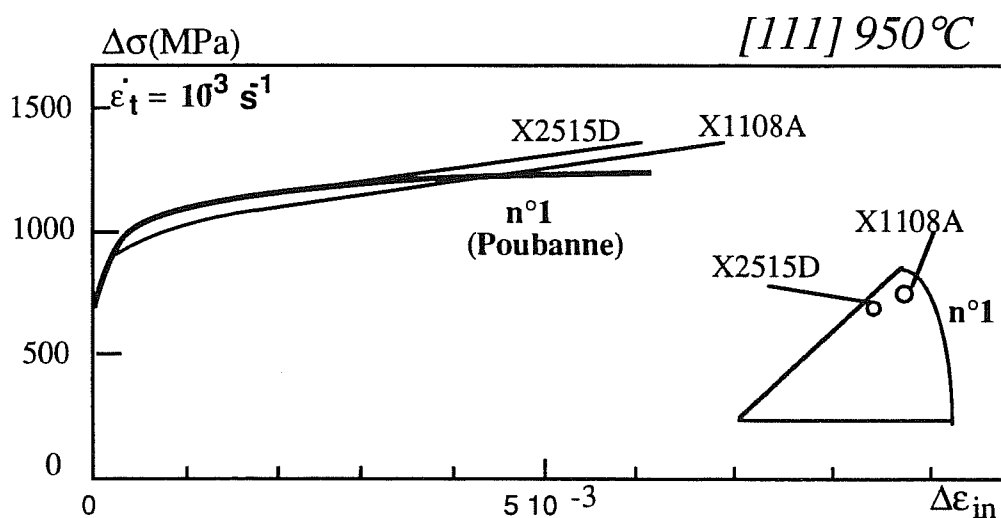


Figure II.46 : Courbes d'écrouissage cyclique pour différents monocristaux de superalliages à base de nickel orienté selon [111] à 950°C

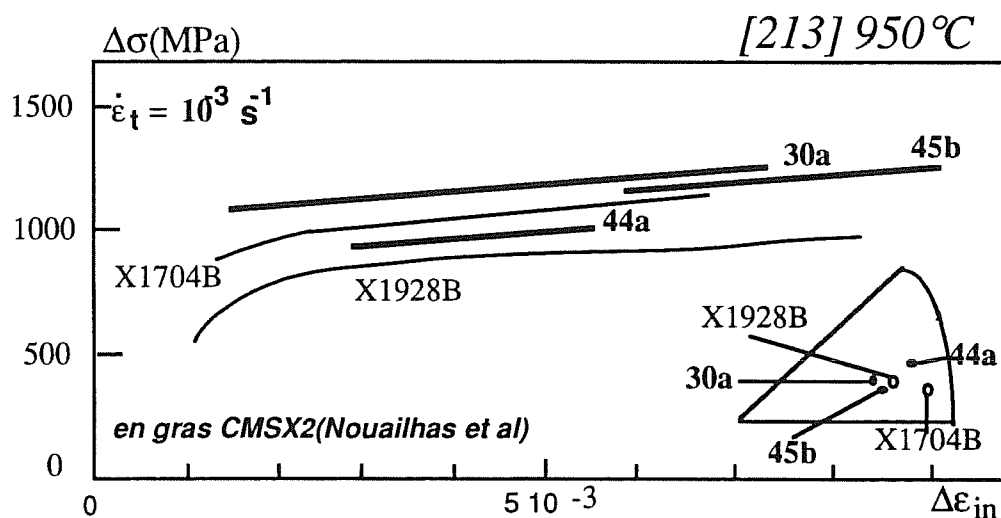


Figure II.47 : Courbes d'écrouissage cyclique pour différents monocristaux de superalliages à base de nickel orienté selon [213] à 950°C .

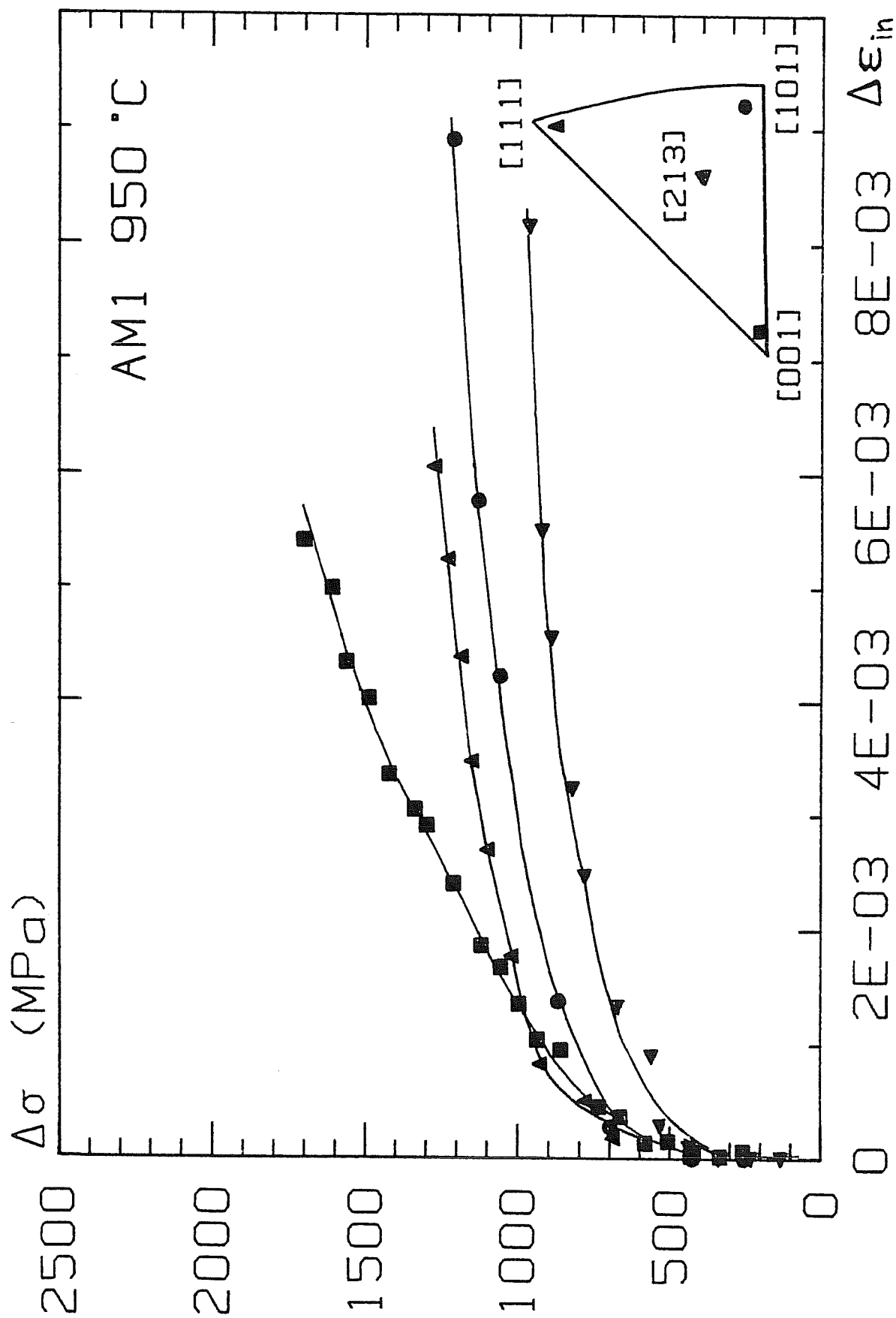


Figure II.43 : Courbes d'écrouissage cyclique montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour l'AM1 orienté selon [001], [111], [101] et [213] à 950°C à une vitesse de déformation de  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

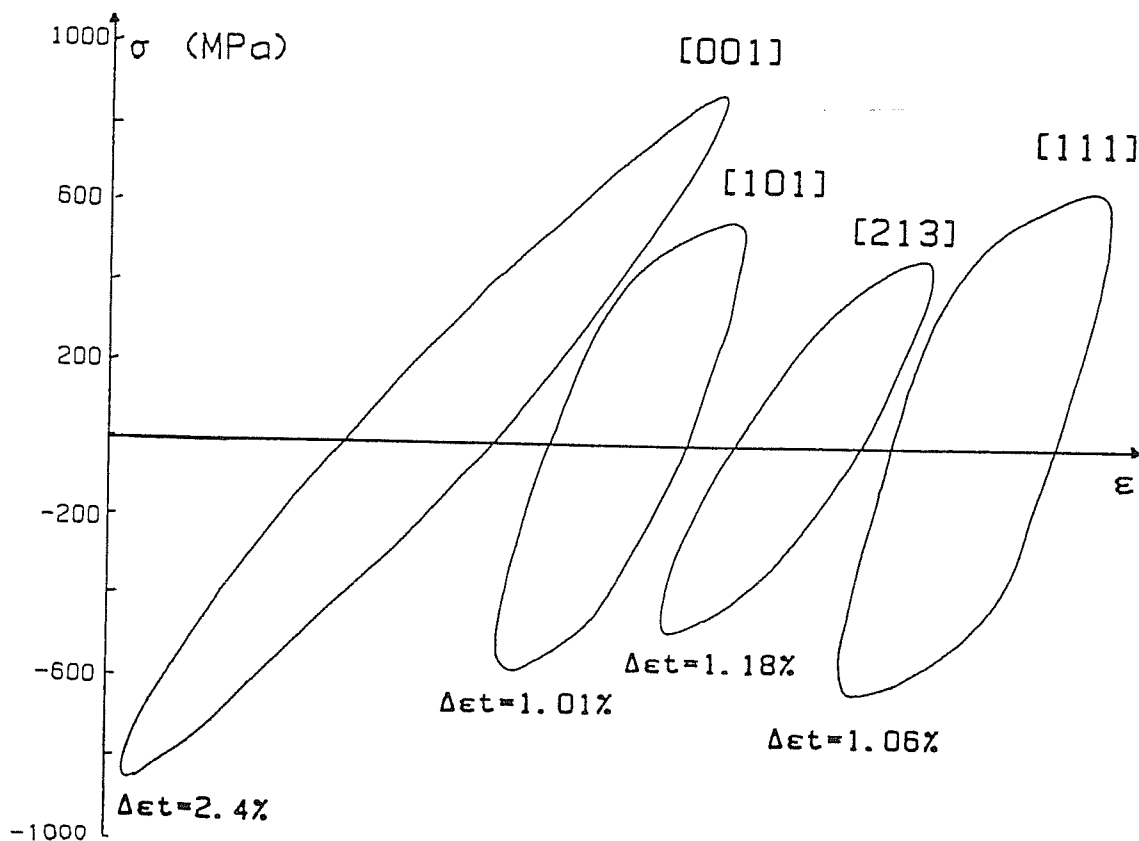


Figure II.44a : Influence de l'orientation cristallographique sur l'allure des boucles contrainte-déformation totale pour des amplitudes de déformation plastique équivalentes à 950°C et à une vitesse de déformation de  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

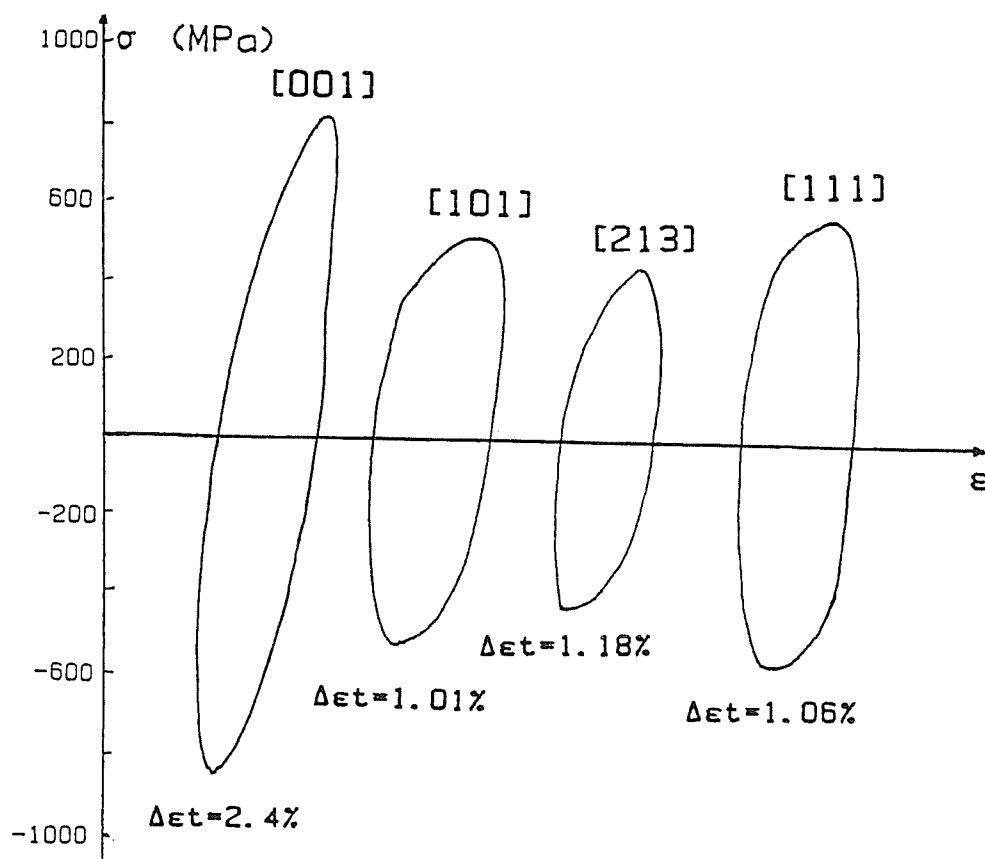


Figure II.44b : Influence de l'orientation cristallographique sur l'allure des boucles contrainte-déformation plastique pour des amplitudes de déformation plastique équivalentes à 950°C et à une vitesse de déformation de  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

AM1 [111] 950°C

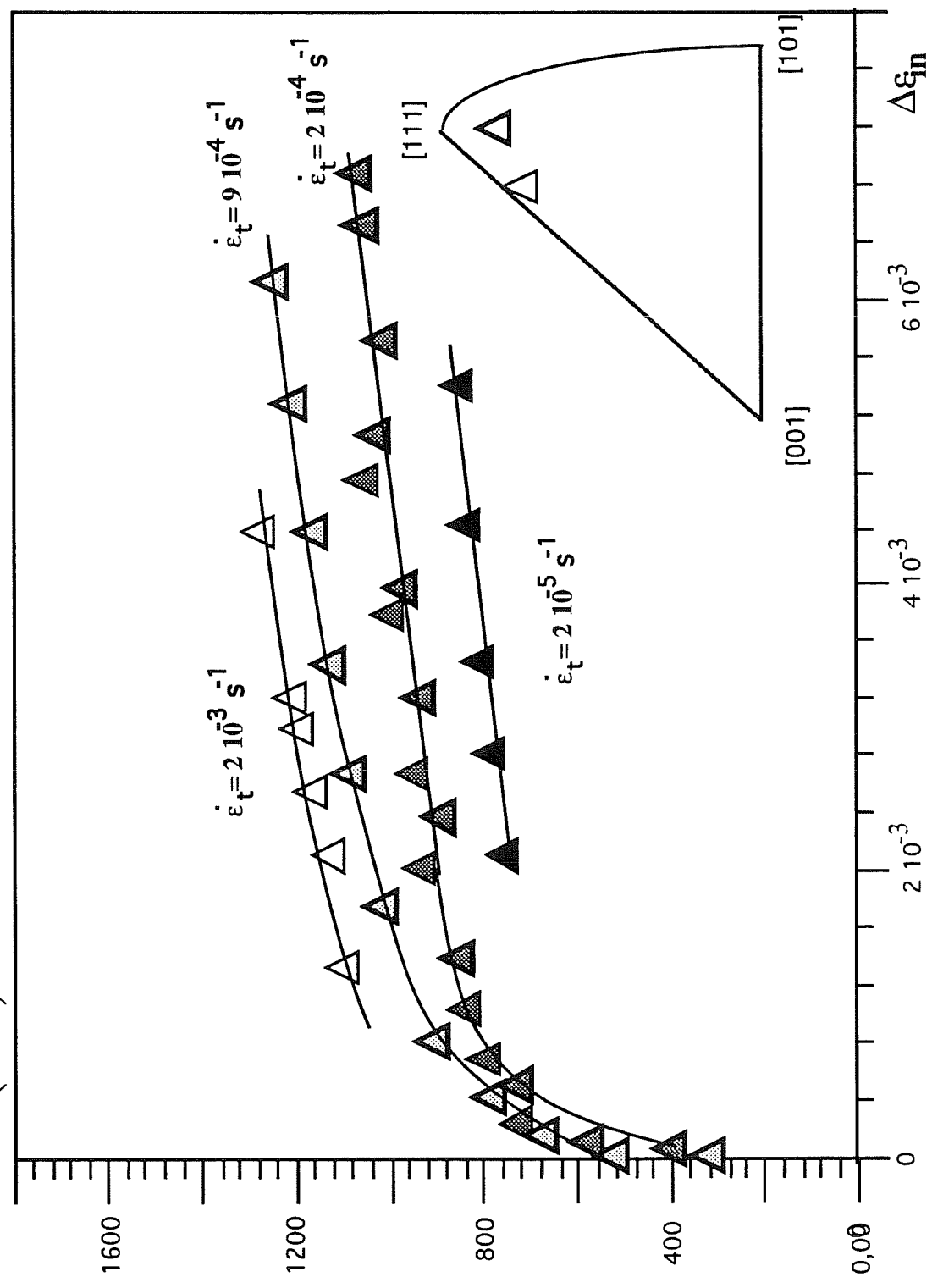


Figure II.49 : Influence de la vitesse de sollicitation sur la courbe d'écrouissage cyclique de monocristaux d'AM1 d'orientation [111] à 950°C.



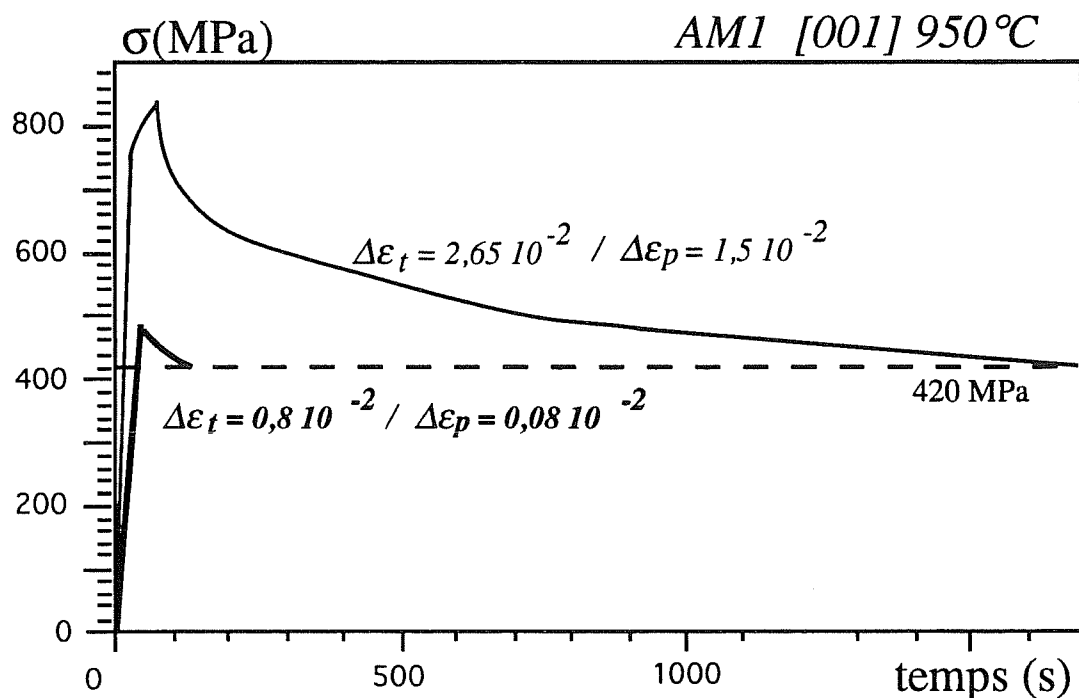


Figure II.50 : Evolution de la contrainte pendant le temps de maintien en fonction du temps pour le monocristal d'orientation [001] (X2517BT) cyclé à 950°C.; la vitesse de cyclage est de  $9 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ .

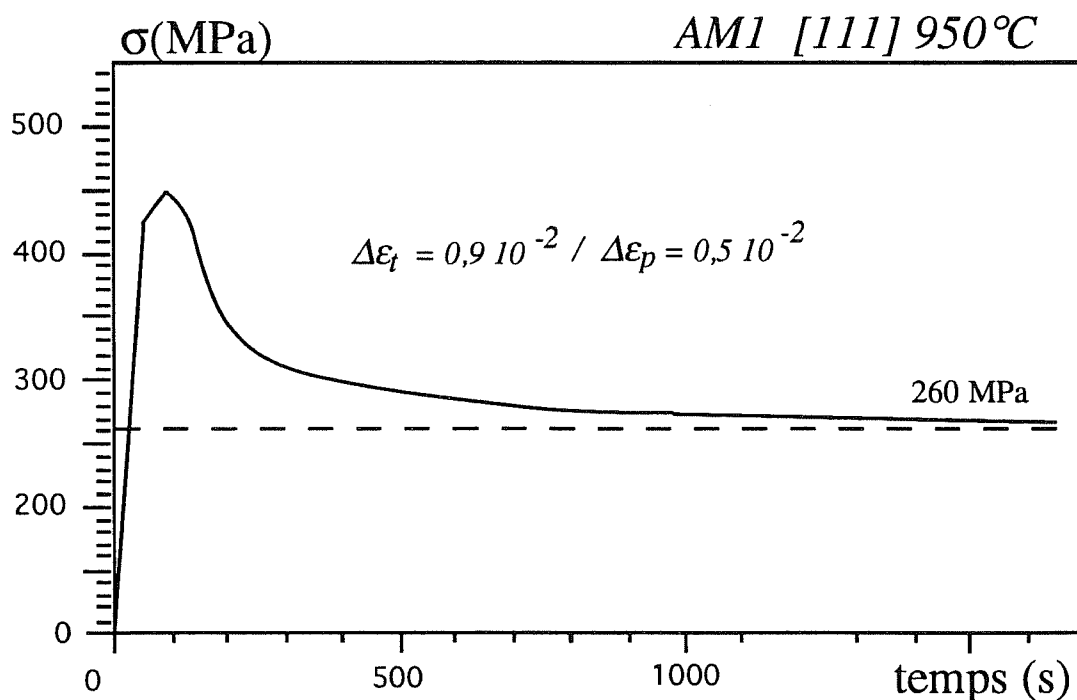


Figure II.51 : Evolution de la contrainte pendant le temps de maintien en fonction du temps pour le monocristal d'orientation [111] (X1930B) cyclé à 950°C.; la vitesse de cyclage est de  $9 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ .

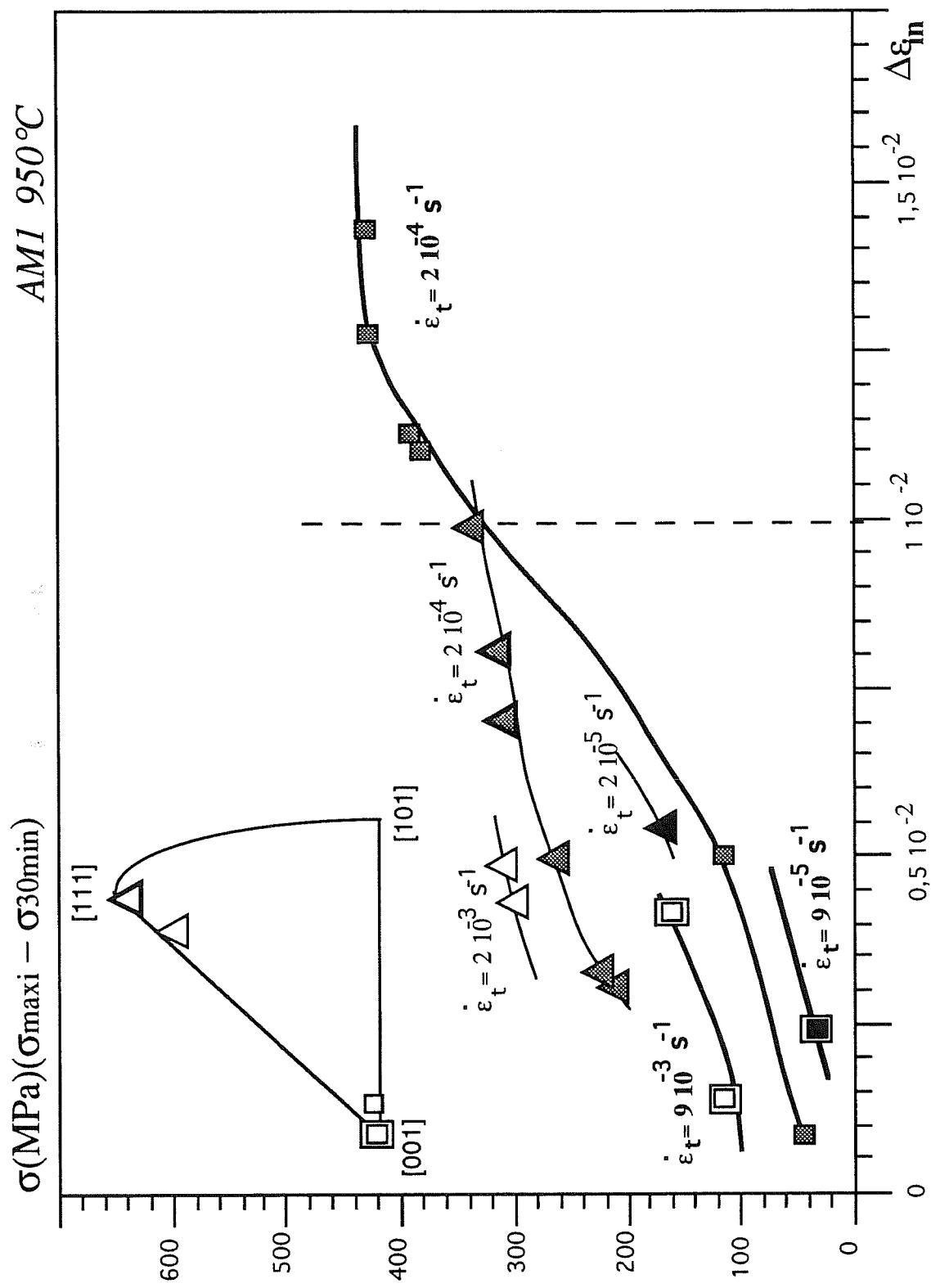


Figure II.52 : Evolution de la quantité de contrainte relaxée en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour les deux orientations [001] et [111] à plusieurs vitesses de sollicitation à 950°C.

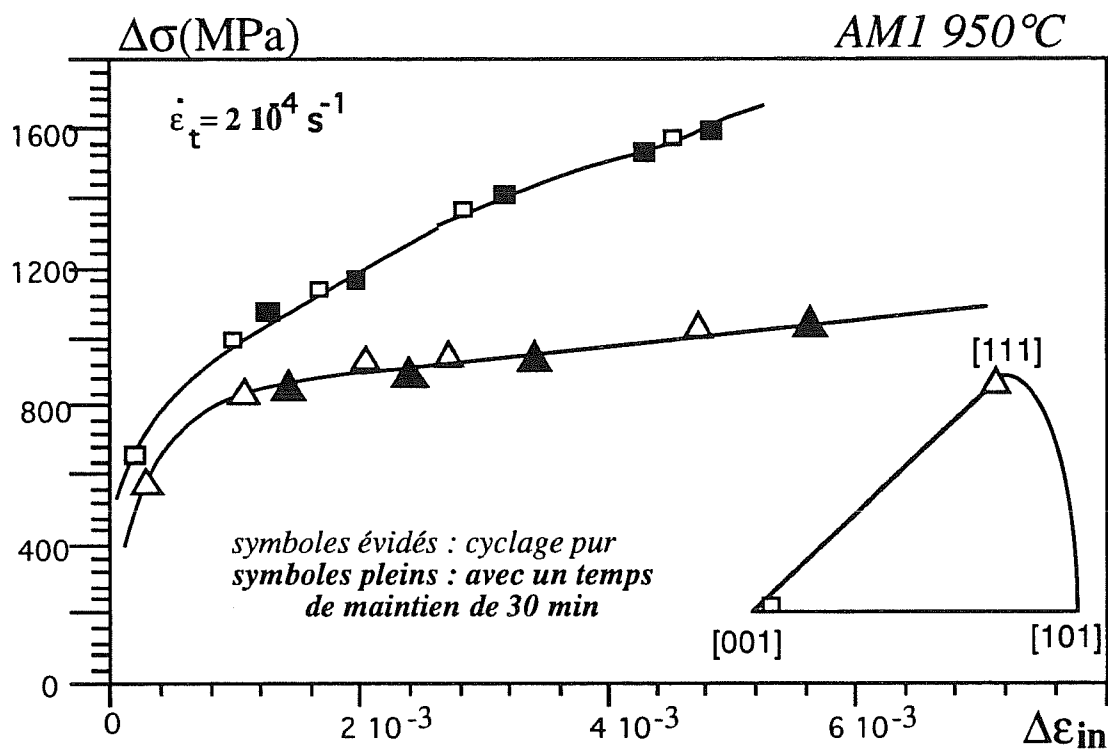


Figure II.53 : Influence du temps de maintien en traction sur la courbe d'écrouissage cyclique du monocristal d'AM1 d'orientations [001] et [111] à 950°C.

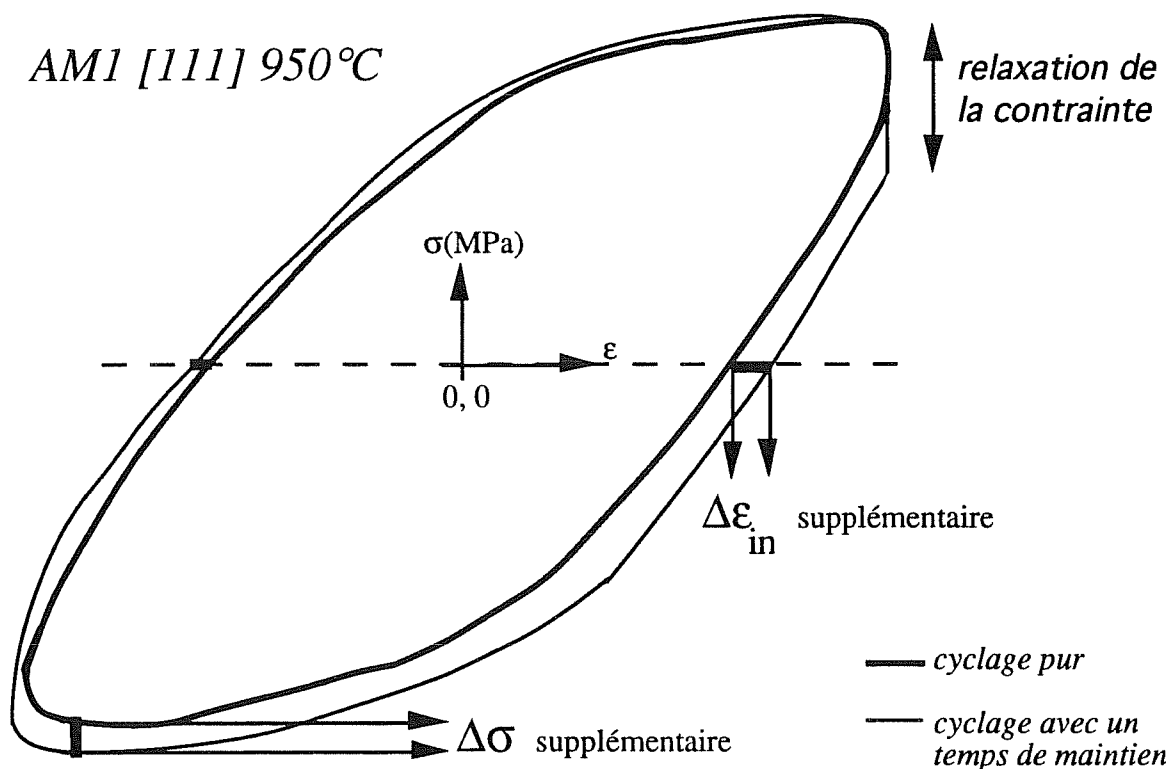


Figure II.54 : Influence du temps de maintien en traction sur l'allure de la boucle contrainte-déformation totale pour l'orientation [111] à 950°C à une vitesse de déformation de  $2 \cdot 10^{-5}\ \text{s}^{-1}$ .

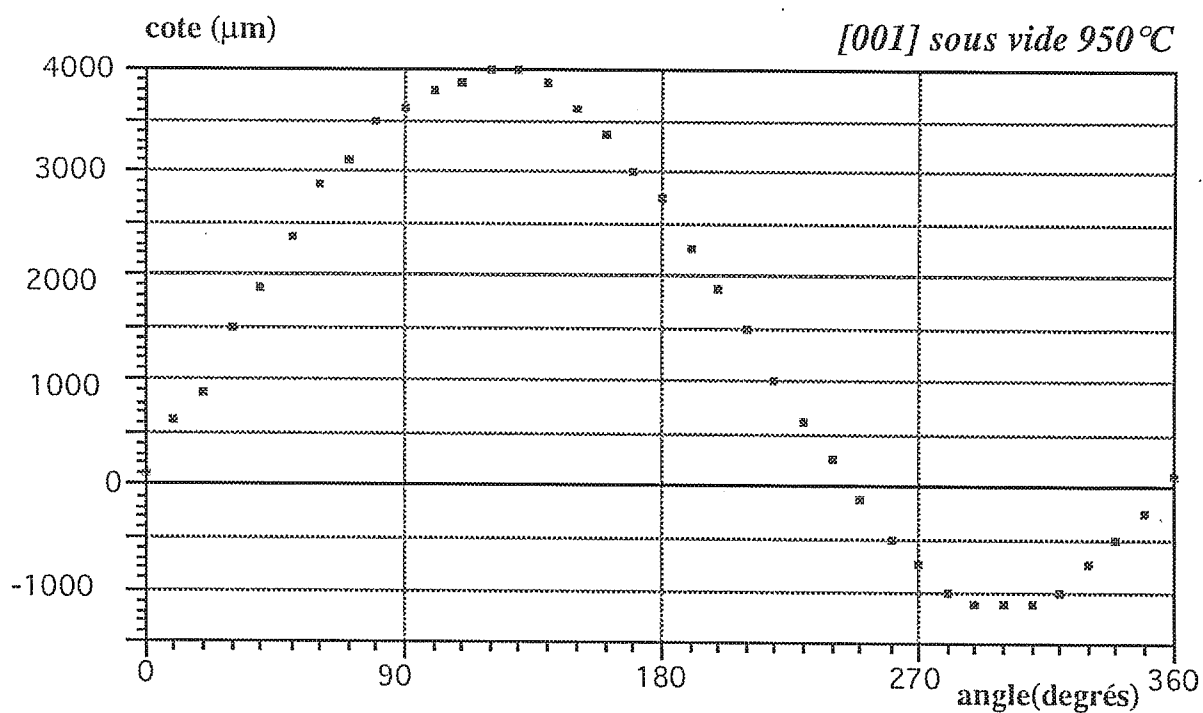


Figure II.55 : Profil de l'éprouvette X2531BT d'orientation [001] cyclée sous vide à 950°C

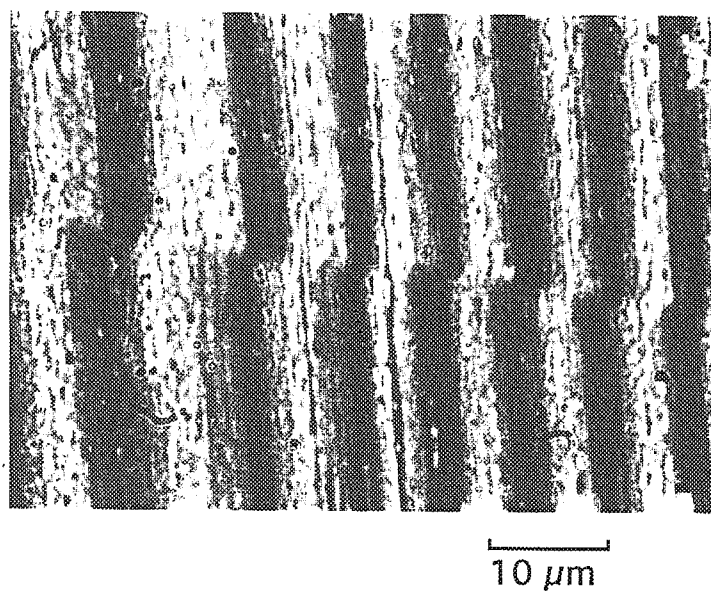


Figure II.56 : Interférogramme réalisé sur la surface de l'éprouvette X2531BT d'orientation [001] cyclée sous vide à 950°C ( $\lambda = 548 \text{ nm}$ ).



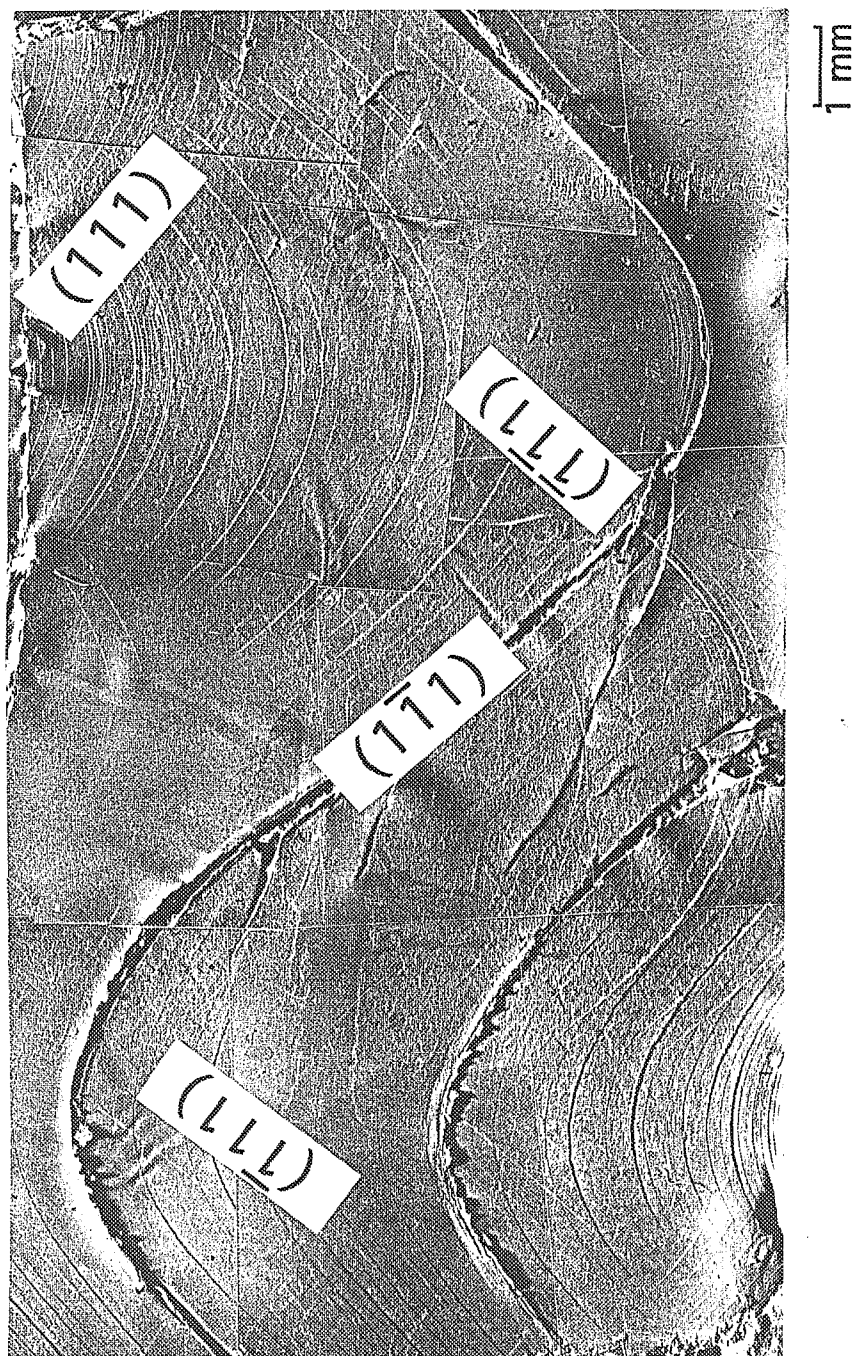
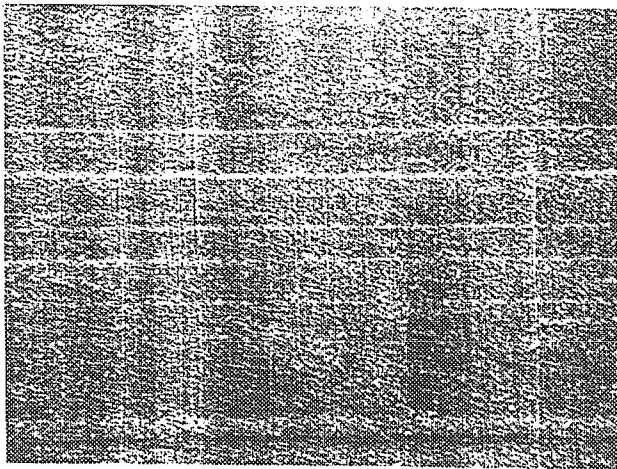


Figure II.57 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X2535BT d'orientation [001] après un essai d'écroutissage cyclique à 950°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,7\%$ ).

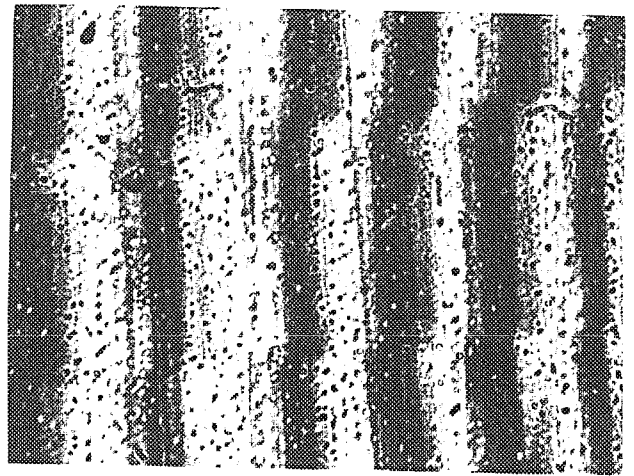


a.



10 μm

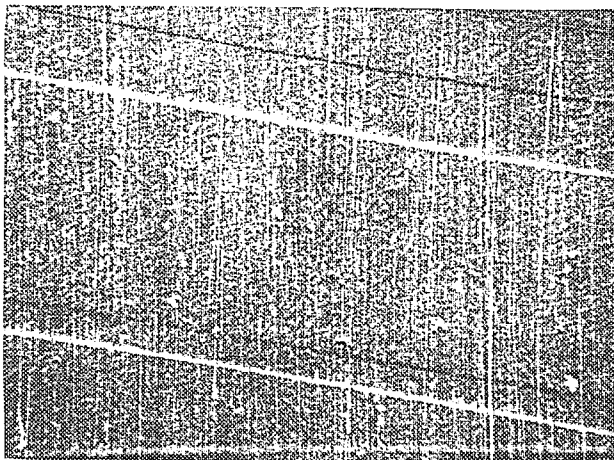
b.



10 μm

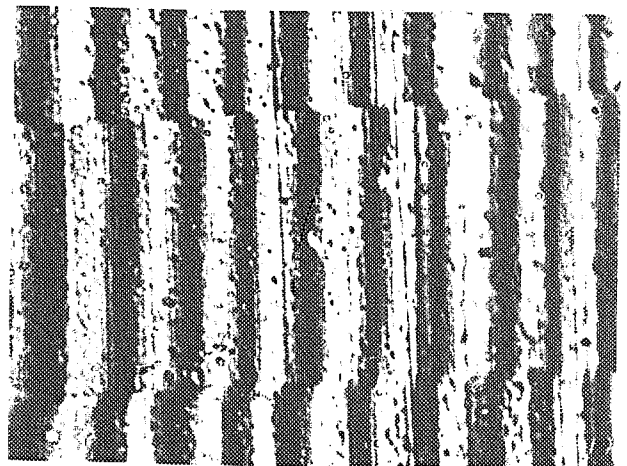
Figure II.58 : Observations montrant la présence de bandes de glissement sur la surface de l'éprouvette X2532B d'orientation [213] cyclée sous vide à 950°C  
a. micrographie MEB      b. interférogramme ( $\lambda = 548$  nm).

a.



10 μm

b.



10 μm

Figure II.59 : Observations montrant la présence de bandes de glissement sur la surface de l'éprouvette X2515C d'orientation [111] cyclée sous vide à 950°C  
a. micrographie MEB      b. interférogramme ( $\lambda = 548$  nm).





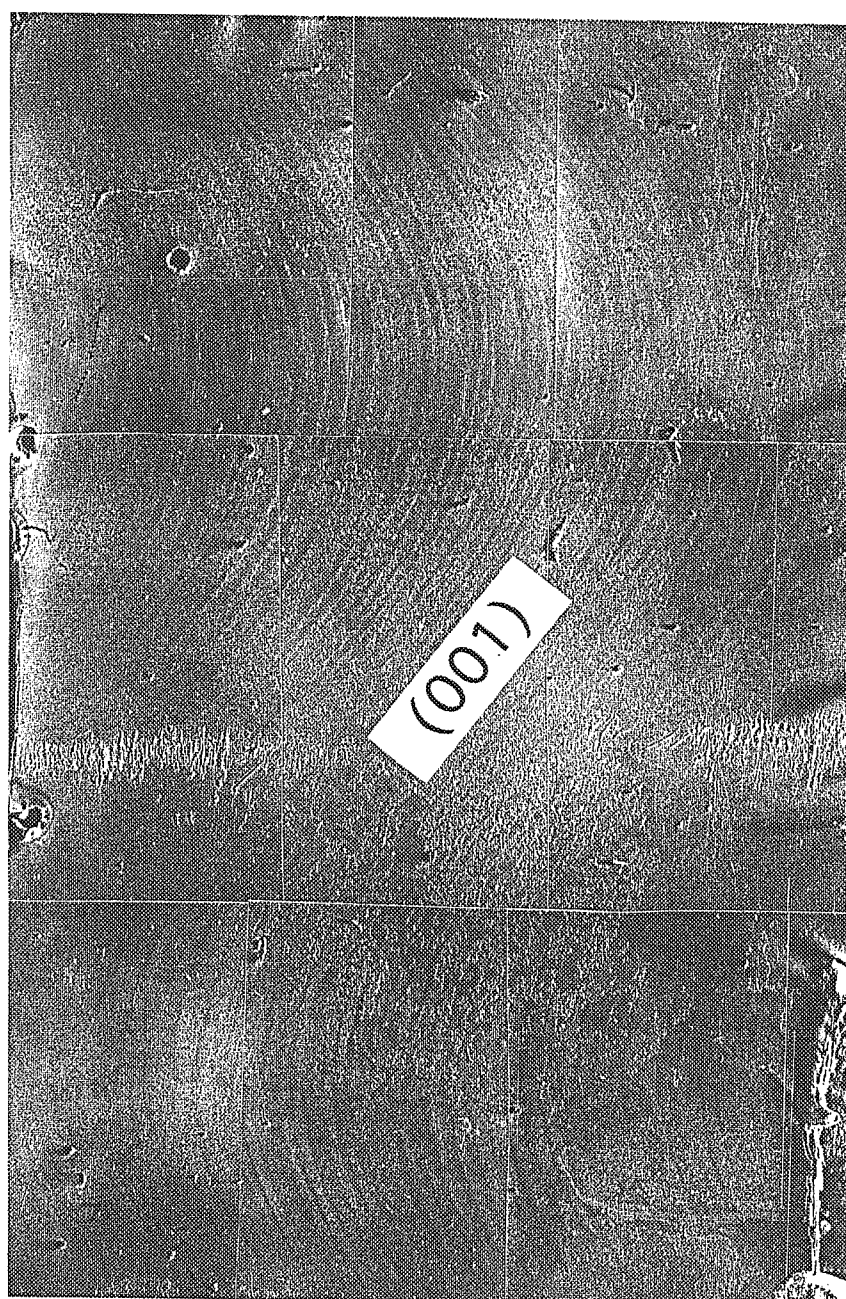


Figure II.60 : Aspect général de la réplique de surface du fût de l'éprouvette X2515D d'orientation [111] après un essai d'écroutissage cyclique à 950°C ( $\Delta\epsilon_p = 0,55\%$ ).



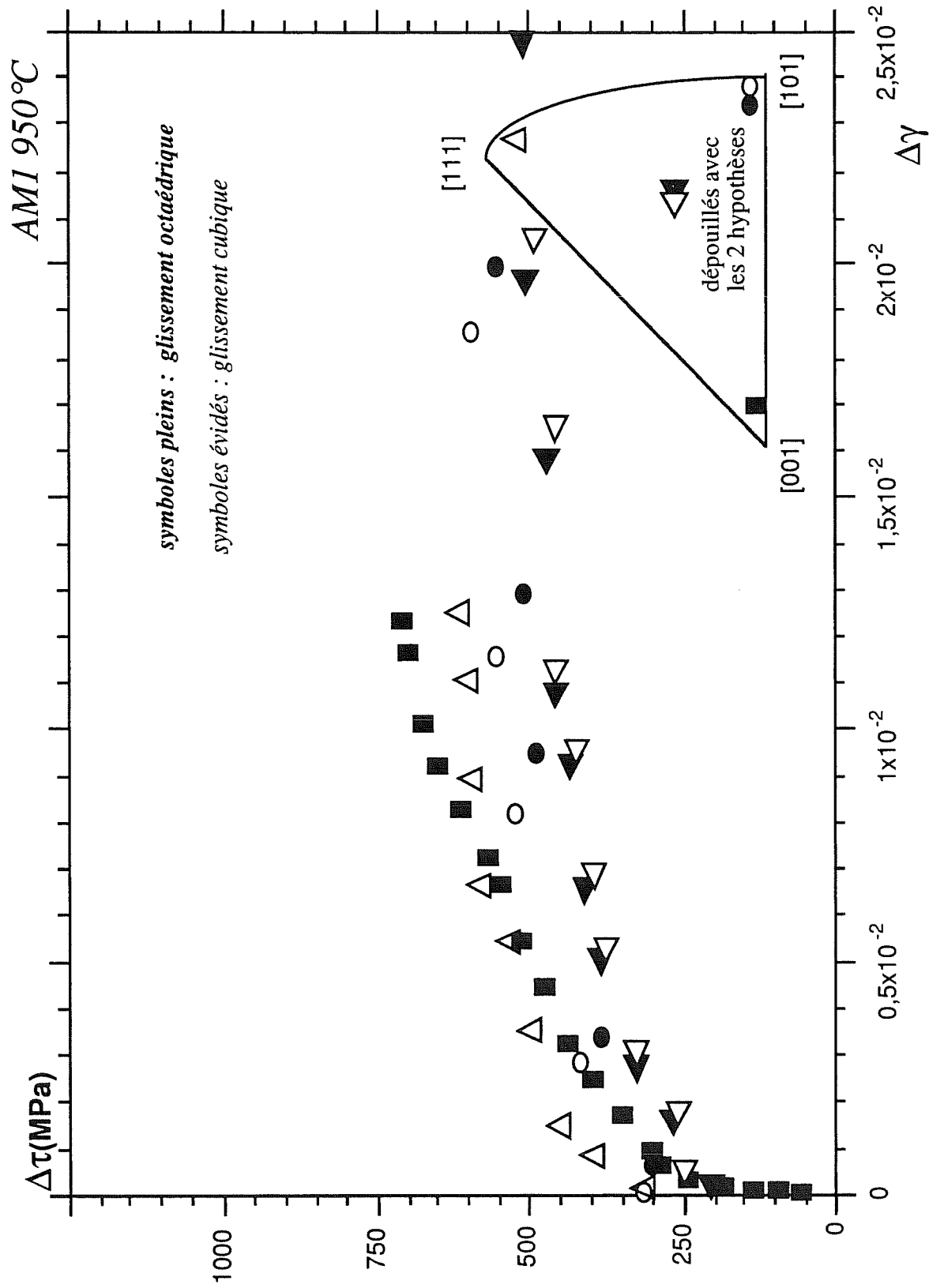


Figure II.61 : Courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 montrant l'amplitude de cisson résolue en fonction de l'amplitude de glissement correspondant pour les éprouvettes d'orientations [001], [111], [101] et [213] cyclées à 950°C à une vitesse de déformation de  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

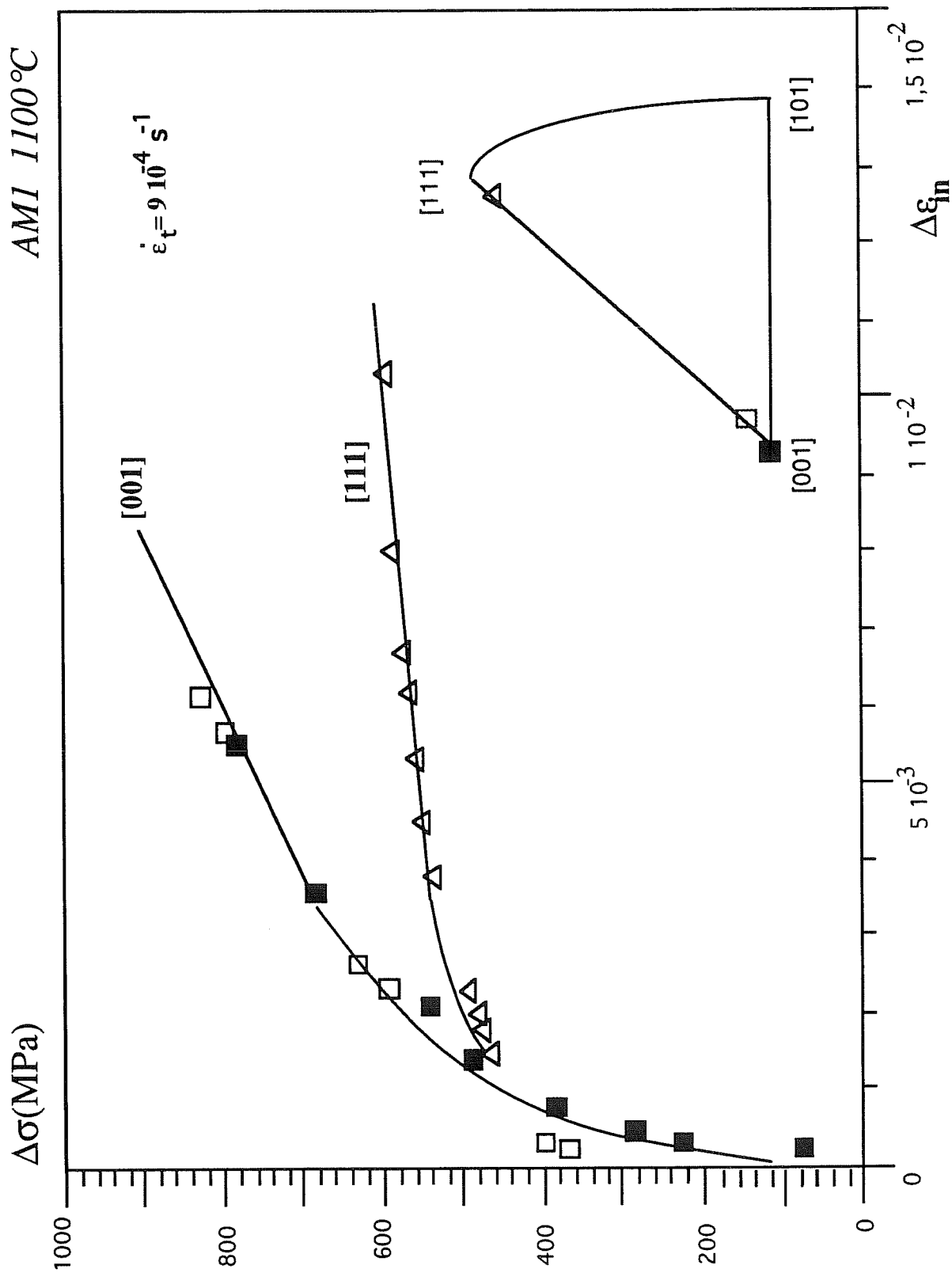


Figure II.62 : Courbes d'écrouissage cyclique montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique pour l'AM1 à 1100°C.

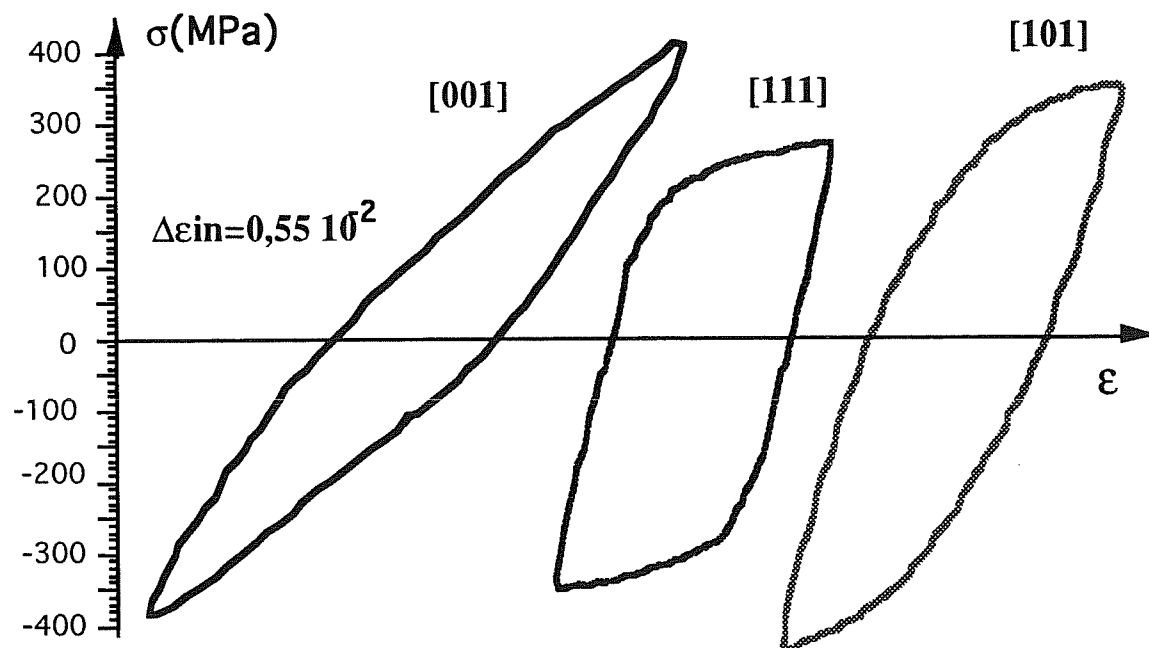


Figure II.63a : Comparaison des cycles contrainte-déformation totale pour une même amplitude de déformation inélastique pour les éprouvettes d'orientation [001], [111], [101]\* cyclées à 1100°C. (\* : essais SNECMA).

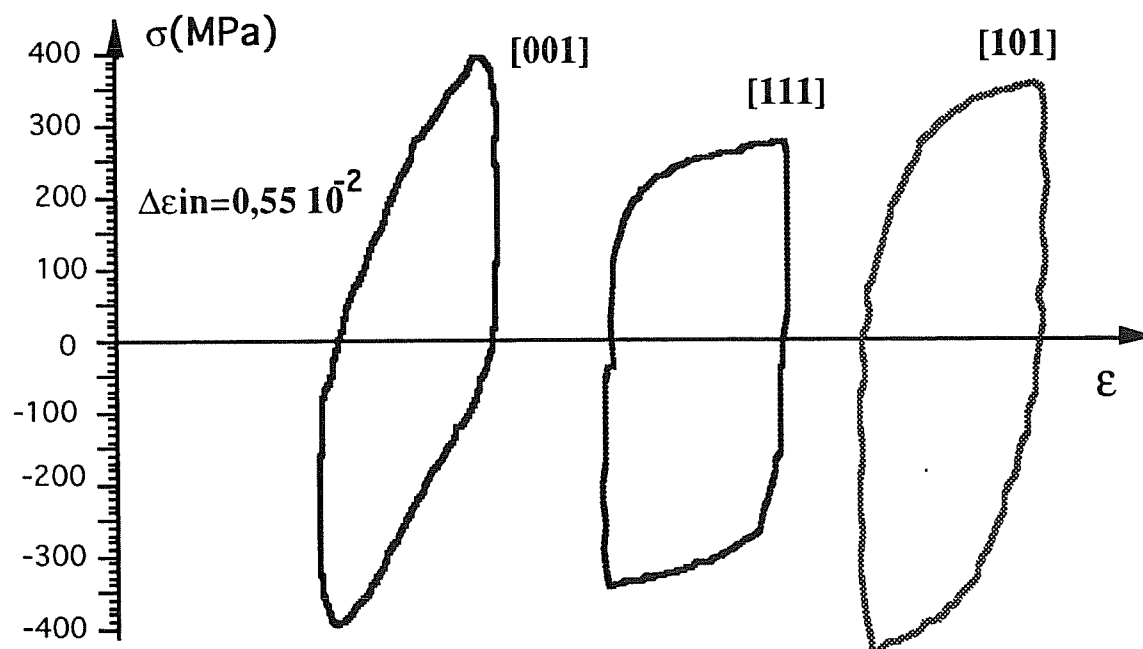


Figure II.63b : Comparaison des cycles contrainte-déformation plastique pour une même amplitude de déformation inélastique pour les éprouvettes d'orientation [001], [111], [101]\* cyclées à 1100°C. (\* : essais SNECMA).

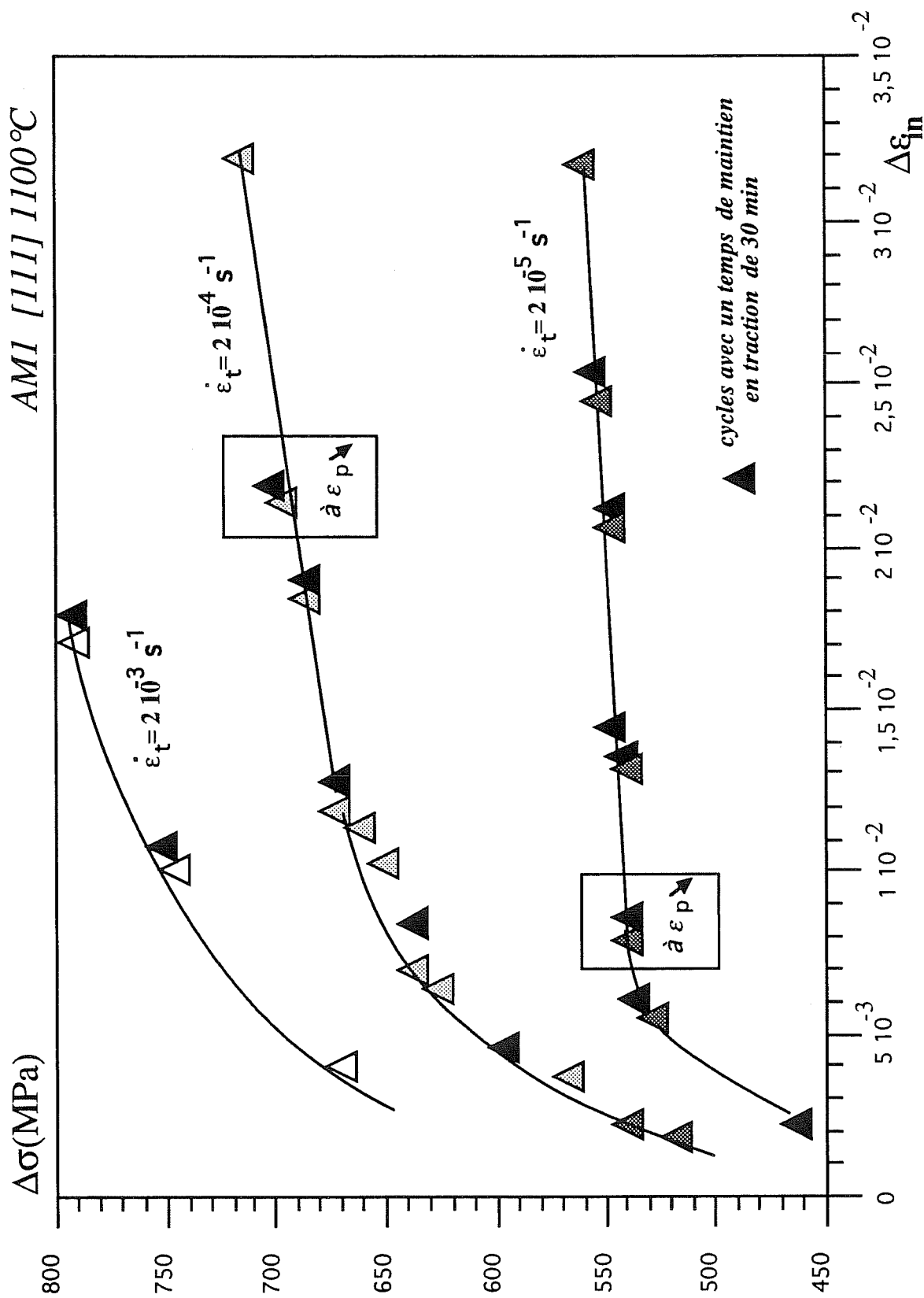


Figure II.64 : Influence du trajet de chargement et d'un temps de maintien en traction sur la courbe d'écrouissage cyclique d'un monocristal d'AM1 orienté selon [111] à 1100°C. (X2523B).

Ensuite Franciosi définit la loi d'écrouissage par l'évolution des cissions critiques sur chaque système  $g$ ; à l'échelle des systèmes de glissement, il introduit des modules  $H^{lg}$  d'interaction entre paire de systèmes  $(g,l)$  et obtient :

$$\dot{\tau}_c^g = \sum_{l=1,m} H^{lg} \dot{\gamma}^l \quad \text{III.15}$$

à l'échelle des dislocations, la loi d'écrouissage provient de la généralisation de la loi isotrope de Taylor (1934) :

$$\tau_c^g = \sqrt{\sum_{l=1,N} A^{lg} \rho^l} \quad \text{III.16}$$

ce qui donne en vitesse :

$$2 \tau_c^g \dot{\tau}_c^g = (\mu b)^2 \sum_{l=1,N} A^{lg} \dot{\rho}^l \quad \text{III.17}$$

où  $\mu$ ,  $b$  et  $\rho$  sont respectivement le module de cisaillement, le vecteur de Burgers et la densité de dislocations;  $A^{lg}$ , coefficient d'interaction entre chaque paire de dislocations  $(g,l)$ , est une constante du matériau à une température donnée. La relation d'Orowan permet d'exprimer la vitesse de glissement  $\dot{\gamma}^g$  en fonction des vitesses  $\dot{\rho}^l$ ; une relation entre les coefficients d'interaction et les modules d'écrouissage relatifs aux deux échelles considérée est obtenue :

$$H^{lg} = \frac{\mu^2 b}{2 \tau_c^g D^l} A^{lg} \quad \text{III.18}$$

L'anisotropie d'écrouissage réside dans l'anisotropie des matrices  $[H]$  et  $[A]$ . La taille des matrices varie avec le problème considéré et des différentes configurations de dislocations prises en compte. Un problème se pose lors de la déformation inélastique des monocristaux durcis par précipitation car l'écrouissage résulte, en plus, des interactions dislocations-précipités. Cela remet en cause ce type d'approche et plaide en faveur d'une écriture plus phénoménologique de l'écrouissage.



### III.1.3. APPROCHE CRISTALLOGRAPHIQUE PHÉNOMÉNOLOGIQUE.

Les modèles cristallographiques "phénoménologiques" ont tous en commun le fait qu'ils prennent en compte une description minimale de la microstructure (grain, phases, systèmes de glissement), mais restent "phénoménologiques" au sens où ces approches ne cherchent pas à écrire une loi d'écrouissage, dont l'expression ferait directement référence à un mécanisme microscopique (la dislocation "n'existe pas" dans ces modèles). Dans ces modèles la loi de Schmid définit directement le seuil d'élasticité pour chaque mécanisme fondamental considéré, à savoir l'activation du système de glissement  $s$ .

Si on se limite au cas du monocristal, ces modèles comportent trois étapes distinctes qui s'effectuent sur deux niveaux d'hétérogénéité : le niveau macroscopique, celui du monocristal, et un niveau plus microscopique, représenté par le système de glissement. Les trois étapes font passer successivement de la contrainte macroscopique à la cisssion résolue  $\tau^s$  sur le système  $s$  (étape de localisation), puis à la vitesse de glissement sur ce même système (loi de comportement) et enfin à la vitesse de déformation viscoplastique macroscopique (étape d'homogénéisation). Le schéma de la figure III.1 illustre la démarche suivie.

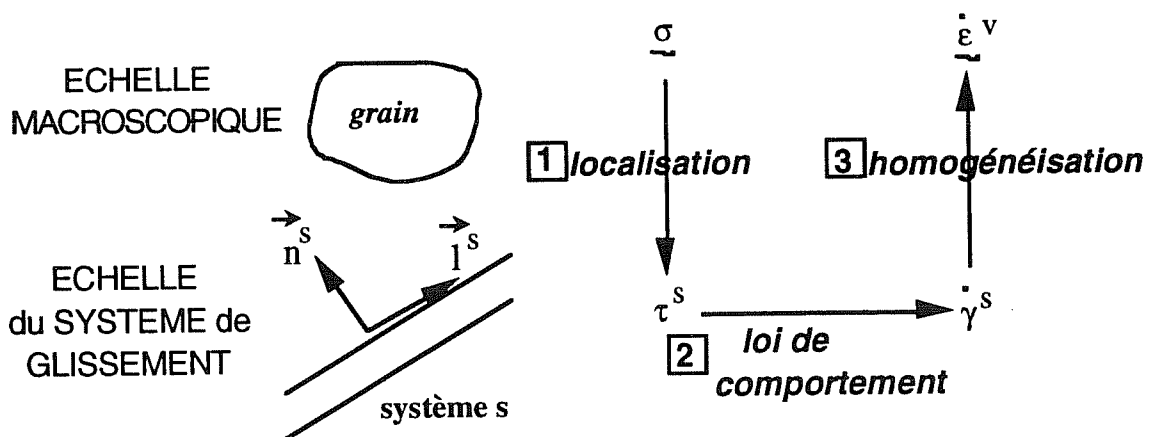


Figure III.1 : Les différentes étapes d'un modèle cristallographique phénoménologique.

Ces différents modèles s'accordent pour les étapes de localisation et d'homogénéisation mais diffèrent quant à l'écriture de la loi de comportement à l'échelle cristallographique, et notamment en ce qui concerne le traitement de l'écrouissage. Les lois d'écrouissage utilisées dans ces modèles sont identiques à celles développées dans les modélisations macroscopiques. Si on se limite au cas de la viscoplasticité, les différents modèles rencontrés dans la littérature peuvent se classer en trois grandes familles :

- Les modèles sans écrouissage, où l'on écrit que :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s|}{K^s} \right\rangle^{n^s} \text{signe}(\tau^s) \quad \text{III.19}$$

où  $K^s$  et  $n^s$  sont des coefficients traduisant l'effet de viscosité qui dépendent, dans le cas général, du système de glissement mais qui, la plupart du temps, sont pris constants pour une famille de systèmes de glissement. Cette loi généralement attribuée à Hutchinson (1976), traduit la loi de Norton à l'échelle du système de glissement.

- Les modèles à écrouissage isotrope multiplicatif, où l'on écrit que :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s|}{K^s(v^s)} \right\rangle^{n^s} \text{signe}(\tau^s) \quad \text{III.20}$$

où  $K^s$  dépend maintenant du glissement cumulé  $v^s$ . Ce type d'approche, valable en chargement monotone, est surtout utilisé par les auteurs qui se préoccupent de grandes déformations (Asaro 1983, Peirce et al. 1982, 1983, Asaro et Needleman 1985).

- Les modèles à écrouissage additif, qui conduisent à des lois de comportement de viscoplasticité avec seuil. Ces approches présentent l'avantage de ne travailler que sur les systèmes actifs, ce qui permet un gain de temps important dans le traitement numérique. On écrit :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{K^s} \right\rangle^{n^s} \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad \text{III.21}$$

où  $x^s$  et  $r^s$  sont les parties cinématique et isotrope caractérisant l'écrouissage de chaque système  $s$ . Ces modèles permettent de rendre compte des chargements monotones aussi bien que cycliques. Cette formulation, utilisée dans cette étude, est détaillée au chapitre III.2.

Walker et Jordan (1981, 1984) utilisent une approche voisine en introduisant un écrouissage cinématique  $x^s$  et des coefficients  $\kappa_{ij}$  qui caractérisent les effets de déviation par rapport à la loi de Schmid :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau_{ln}^s - x_{ln}^s|}{K^s(v^s)} \right\rangle^{n^s} \text{signe}(\tau_{ln}^s - x_{ln}^s) + \sum_{ij} \kappa_{ij} \left\langle \frac{|\tau_{ij}^s - x_{ij}^s|}{K^s(v^s)} \right\rangle^{n^s} \text{signe}(\tau_{ij}^s - x_{ij}^s) \quad \text{III.22}$$

où  $(i,j) \in \{1,n,z\}$ . Les lois d'évolution de l'écrouissage cinématique et isotrope étant données par les relations :

$$\dot{x}_{ij}^s = c_{ij}^1 \dot{\gamma}^s - c_{ij}^2 |\dot{\gamma}^s| x_{ij}^s - c_{ij}^3 |x_{ij}^s|^{m-1} x_{ij}^s \quad \text{III.23}$$

$$\dot{K}_{ij}^s = \sum_{r=1}^N h_{sr} |\dot{\gamma}^r| \quad \text{III.24}$$

$$h_{sr} = (q + (1-q)\delta_{sr}) e^{-h \sum v^r} \quad \text{III.25}$$

où  $c_{ij}^1$ ,  $c_{ij}^2$ ,  $c_{ij}^3$  et  $m$  sont des coefficients du matériau dépendant éventuellement de la température.

### III.1.4. APPROCHE MACROSCOPIQUE PHÉNOMÉNOLOGIQUE.

La dernière méthode envisagée pour modéliser le comportement des monocristaux est l'approche macroscopique phénoménologique. Les premières versions de ces modèles proposaient des critères macroscopiques généralement basés sur les critères quadratiques de type Hill (Choi et Krempl, 1989, Nouailhas, 1990a). On peut montrer qu'une telle approche peut s'interpréter comme une moyenne sur les systèmes de glissement (Nouailhas et Cailletaud, 1991a). Une formulation équivalente de la loi de Schmid est obtenue en introduisant pour le système  $r$ , le tenseur du quatrième ordre  $H^r$ :

$$H_{ijkl}^r \sigma_{ij} \sigma_{kl} = (\tau_c^r)^2 \quad \text{III.26}$$

$$\text{où } H_{ijkl}^r = \frac{1}{4}(m_{ij}^r m_{kl}^r + m_{ji}^r m_{kl}^r + m_{ij}^r m_{lk}^r + m_{ji}^r m_{lk}^r)$$

Dans cette formulation, chaque tenseur  $H_{ijkl}^r$  caractérise un système de glissement, mais la forme de la surface de charge reste déterminée par des plans. On obtient alors un critère macroscopique présentant la symétrie cubique initiale du monocristal en prenant la valeur moyenne de tous les  $H_{ijkl}^r$ , pour les systèmes octaédriques et les systèmes cubiques :

$$H_{ijkl} = \frac{1}{N} \sum_s H_{ijkl}^s \quad \text{III.27}$$

Les composantes  $H_{ijkl}$  obtenues dans les axes cristallographiques et dans l'espace des contraintes ( $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31}, \sigma_{21}, \sigma_{32}, \sigma_{13}$ ) sont alors (pas de sommation sur les indices) :

- pour les systèmes octaédriques :  $H_{iiii} = 2.0$ ,  $H_{ijij} = -1.0$ ,  $H_{ijij} = 0.5$
- pour les systèmes cubiques :  $H_{ijij} = 1.5$
- les autres valeurs sont nulles.

Les critères déduits de la théorie du glissement deviennent, pour le glissement octaédrique (équation III.28) et pour le glissement cubique (équation III.29) :

$$\sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 - (\sigma_{11}\sigma_{22} + \sigma_{22}\sigma_{33} + \sigma_{33}\sigma_{11}) + \sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 = \sigma_o^2 \quad \text{III.28}$$

$$\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 = \sigma_o^2 \quad \text{III.29}$$

La combinaison des deux équations précédentes conduit à un critère de Hill avec une symétrie cubique, dans lequel le ratio (contrainte de cisaillement / contrainte axiale) est égal à 1.0 pour le cas du glissement octaédrique et à 0.0 lorsqu'il s'agit du glissement cubique, si le chargement est appliqué dans les axes cristallographiques. L'étude détaillée d'une formulation

similaire est faite par Gambin (1988). La forme de la surface de charge est illustrée sur la figure III.2, dans le plan  $(\sigma_{11}, \sigma_{12})$ , dans le cas où seul le glissement octaédrique est présent.

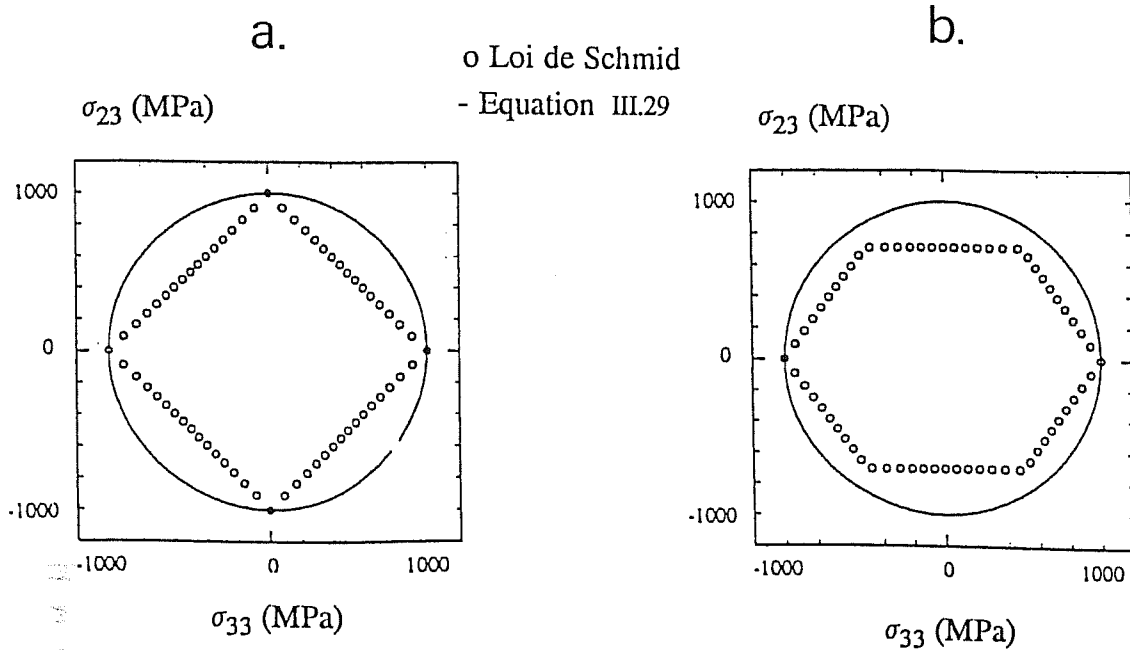


Figure III.2 : Comparaison entre le critère de Schmid et sa valeur moyenne sur les systèmes octaédriques. [Nouailhas et Cailletaud, 1991]

- a. le chargement est appliqué dans les axes cristallographiques.
- b. le chargement est appliqué dans les axes  $[110]$ ,  $[110]$  et  $[001]$ .

Ces figures montrent que le critère macroscopique est plus pauvre que la loi de Schmid. En particulier, la différence qui existe en cisaillement entre les figures III.2a et III.2b dans le cas du critère cristallographique (présence d'une zone molle pour le cisaillement dans la direction  $\langle 110 \rangle$ ) n'apparaît pas avec le critère macroscopique, qui prédit exactement les mêmes contraintes d'écoulement pour les deux directions. Le résultat est identique si l'on suppose que les glissements cubiques sont présents en plus des systèmes octaédriques. Ce résultat prouve qu'une expression quadratique (Lee et Zaverl 1979, Choi et Krempl 1989, Nouailhas 1990a) n'est pas une approche réaliste pour écrire un critère macroscopique valide pour le monocristal.

Il faut donc aller vers des critères plus complexes. La fonction de charge est alors exprimée comme une fonction des invariants qui rendent automatiquement la fonction invariante pour le groupe des transformations orthogonales caractérisant les symétries matérielles. Le problème est alors de déterminer la base d'intégrité. Pour un cristal C.F.C, et pour un tenseur du second ordre, une façon d'exprimer la base d'intégrité dans les axes du cristal est :

$$I_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} \quad \text{III.30}$$

$$I_2 = \sigma_{11}^2 + \sigma_{22}^2 + \sigma_{33}^2 \quad \text{III.31}$$

$$I_3 = \sigma_{11}^3 + \sigma_{22}^3 + \sigma_{33}^3 \quad \text{III.32}$$

$$I_4 = \sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{31}^2 \quad \text{III.33}$$

$$I_5 = \sigma_{33} \sigma_{12}^2 + \sigma_{11} \sigma_{23}^2 + \sigma_{22} \sigma_{31}^2 \quad \text{III.34}$$

$$I_6 = \sigma_{12} \sigma_{23} \sigma_{31} \quad \text{III.35}$$

$$I_7 = \sigma_{11}^2 \sigma_{23}^2 + \sigma_{22}^2 \sigma_{31}^2 + \sigma_{33}^2 \sigma_{12}^2 \quad \text{III.36}$$

$$I_8 = \sigma_{12}^4 + \sigma_{23}^4 + \sigma_{31}^4 \quad \text{III.37}$$

$$I_9 = \sigma_{11} \sigma_{23}^4 + \sigma_{22} \sigma_{31}^4 + \sigma_{33} \sigma_{12}^4 \quad \text{III.38}$$

Le critère le plus général est une fonction de ces neuf invariants. Il est clair qu'une telle généralité n'est pas nécessaire et que le meilleur guide pour établir un bon critère est l'expérience sur des éprouvettes réelles (Nouailhas et al 1991d, annexe A.3) ou des simulations numériques avec la loi de Schmid (Méric et Cailletaud, 1991). Pour le problème en cisaillement discuté ci-dessus un seul invariant est nécessaire pour discriminer les deux types de chargement, c'est  $I_8$ , qui est introduit dans le critère. Considérant les contraintes d'écoulement atteintes en traction suivant les directions  $\langle 001 \rangle$  et  $\langle 111 \rangle$ , le critère suivant a été établi (Nouailhas et Culié, 1991b) :

$$\left( \left( \frac{3}{2} (I_2 + 2a_4 I_4) \right)^2 - a_8 I_8 \right)^3 + (a_6 I_6)^4 = k^{12} \quad \text{III.39a}$$

où les coefficients ( $a_i$ ) sont des constantes positives. La seule condition à respecter pour vérifier le second principe est :  $9 a_4^2 - a_8 > 0$ . Pour l'application présente, le dernier terme ne joue aucun rôle et la fonction peut se réduire à :

$$\left( \frac{3}{2} (I_2 + 2a_4 I_4) \right)^2 - a_8 I_8 = k^4 \quad \text{III.39b}$$

D'autres expressions sont envisageables, notamment :

$$\left( \frac{3}{2} (I_2 + 2a_4 I_4) \right)^2 + a_8 I_7 = k^4 \quad \text{III.40}$$

On montrera alors qu'il existe, pour certaines sollicitations mécaniques, une équivalence parfaite entre le modèle macroscopique et un modèle micromécanique simplifié (paragraphe III.2.5). Par ailleurs, il est possible de régler les "coefficients matériaux" du critère afin d'obtenir une bonne corrélation avec un critère de Schmid (Nouailhas et Cailletaud, 1991a), que les systèmes octaédriques soient seuls actifs ou que les systèmes octaédriques et cubiques soient activables simultanément, avec comme hypothèse de travail une même cission critique sur les deux familles (figures III.3a et III.3b).

Ces figures montrent qu'il est possible de définir un critère macroscopique donnant dans un plan traction - cisaillement des résultats voisins de la loi de Schmid et capable de distinguer les écoulements pour les deux cas de cisaillement, contrairement à une forme quadratique. Ceci est très important, puisque, comme on le verra dans l'annexe A.3, ce comportement a été réellement observé au cours d'expériences de torsion menées sur des tubes

minces de monocristaux CMSX2 à température ambiante (Nouailhas et al., 1991d). Cela ne met néanmoins pas cette approche à l'abri de déviations importantes dans des espaces qui n'auraient pas été considérés.

L'étape suivante, qui est à l'étude actuellement, est de décrire l'anisotropie induite par l'écoulement plastique. Ceci se fait en remplaçant les constantes intervenant dans les lois d'évolution habituelles de l'écrouissage cinématique non linéaire par deux tenseurs d'ordre quatre. Le premier agit sur le terme de durcissement et le second sur le terme de restauration dynamique (relation III.41). L'écrouissage isotrope est quant à lui régi par une loi d'évolution classique (relation III.42) :

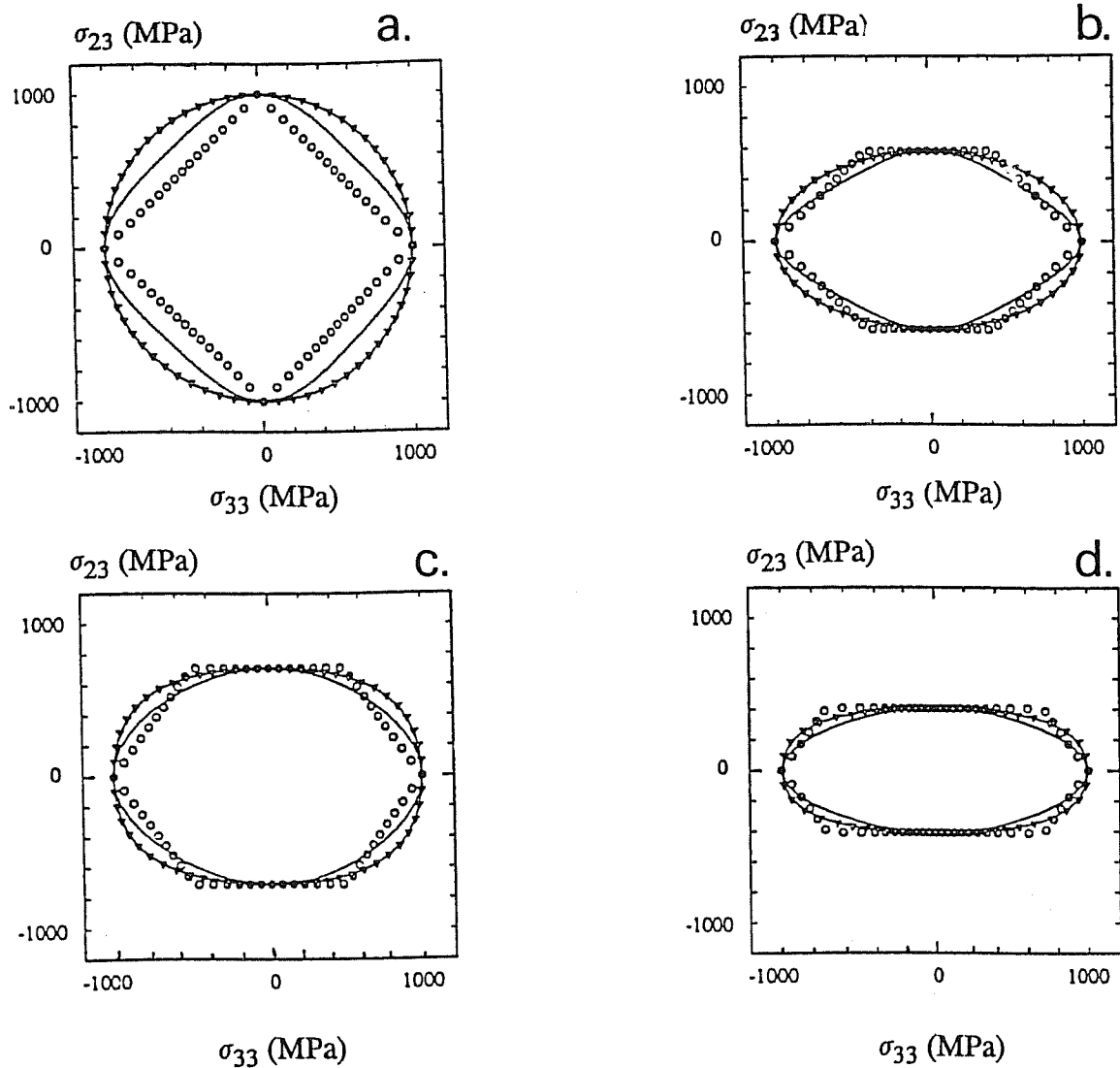
$$\dot{\mathbf{X}} = \frac{2}{3} \mathbf{N} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}_v - \mathbf{Q} : \mathbf{X} \dot{p} \quad \text{III.41}$$

$$\dot{R} = b (Q-R) \dot{p} \quad \text{III.42}$$

avec  $R(0)=k$ . La variable  $p$  désigne la déformation inélastique cumulée définie par :

$$\dot{p} = \left\langle \frac{F}{K} \right\rangle^n \quad \text{III.43}$$

L'écoulement plastique est déduit de la relation III.43 à l'aide de la règle de normalité.



*Loi de Schmid*

*Equation III.39*

*Equation III.40*

**Figure III.3 :** Comparaison entre le critère de Schmid et un critère macroscopique.  
a. le chargement est appliqué dans les axes cristallographiques; systèmes octaédriques seuls.  
b. le chargement est appliqué dans les axes  $[110]$ ,  $[110]$  et  $[001]$ .  
c. figure III.3a avec systèmes octaédriques et cubiques.  
d. figure III.3b avec systèmes octaédriques et cubiques.

## III.2. LE MODELE UTILISE.

### III.2.1.GENERALITES.

L'objet de ce chapitre est de présenter la modélisation cristallographique phénoménologique retenue (Cailletaud, 1987, 1988) afin de décrire la réponse viscoplastique du monocristal AM1. Il s'agit d'une forme particulière de modèle cristallographique phénoménologique.

La réponse du monocristal est de nature élasto-viscoplastique, c'est-à-dire que les mécanismes microscopiques dépendent du temps. Les lois d'écoulement sont écrites en viscoplasticité (paragraphe III.2.2) au niveau cristallographique du mécanisme élémentaire considéré, à savoir le système de glissement. A chaque instant se définit dans l'espace des contraintes un domaine d'élasticité borné tel que, si l'état de contrainte reste intérieure à ce domaine, les déformations sont réversibles, quelle que soit leur vitesse. Lorsque la contrainte sort de ce domaine, des déformations permanentes, dites inélastiques, se produisent. A ce moment, la contrainte dépend du trajet de déformation et en général de la vitesse à laquelle il est décrit (corps viscoplastique). La plasticité classique (non visqueuse) correspond au cas d'une contrainte indépendante de la vitesse de description du trajet. La frontière d'élasticité se modifie au cours du temps sous l'effet de deux causes :

1. les perturbations introduites par la déformation inélastique, c'est l'écrouissage ;
2. des remaniements qui s'opèrent même en l'absence de déformation inélastique et même en l'absence de toute déformation, c'est la restauration.

Les variables internes sont les variables qui décrivent "implicitement" les distributions de dislocations et de défauts microstructuraux - agissant comme des obstacles - à l'origine de l'écrouissage (paragraphe III.2.2). Elles évoluent avec la température, le temps et la quantité de glissement accumulé au cours des chargements cycliques. Leur écriture dérive des modèles macroscopiques à contrainte interne. Dans ce paragraphe seront explicités les couplages possibles entre les mécanismes élémentaires.

L'état thermodynamique actuel est défini par la donnée des variables observables et des valeurs actuelles des variables d'état.

L'élasticité est écrite au niveau macroscopique pour un corps anisotrope de symétrie cubique, dans la mesure où le monocristal considéré est de type C.F.C. La loi de comportement élastique s'écrit alors :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad \text{III.44}$$

les seules constantes élastiques  $C_{ijkl}$  non nulles étant, dans le repère cristallographique,  $C_{1111}$ ,  $C_{1122}$ ,  $C_{1212}$  en raison de la symétrie cubique.



Les rapprochements possibles avec une approche macroscopique (Nouailhas) font l'objet du paragraphe III.2.4. L'identification des surfaces-seuils initiales (du modèle macroscopique) à partir de la loi de Schmid (critère du modèle cristallographique) a déjà été évoquée au paragraphe III.1.3; la relation directe entre les deux formulations est ici établie explicitement.

### III.2.2. FORMULATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE.

Dans le cas de la viscoplasticité dépendante du temps, à chacun des modes de déformation peuvent être associées  $2N$  variables internes, où  $N$  est le nombre total de mécanismes élémentaires. Ainsi on considère pour chaque mécanisme une variable cinématique, qui caractérise la translation du domaine d'élasticité, et une variable isotrope, qui caractérise la dilatation de ce même domaine. On postule donc par la suite que ces variables d'écrouissage phénoménologiques, définies à l'échelle du mécanisme, permettent de représenter l'effet mécanique de l'état microstructural de façon satisfaisante. Ainsi introduit-on :

- un vecteur de  $N$  variables  $\{\alpha^s, s=1,N\}$ , qui seront utilisées pour caractériser l'écrouissage cinématique et associées au vecteur  $\{x^s, s=1,N\}$
- un vecteur de  $N$  variables  $\{q^s, s=1,N\}$ , qui seront utilisées pour caractériser l'écrouissage isotrope et associées au vecteur  $\{\rho^s, s=1,N\}$ .

On suppose que l'énergie libre spécifique peut se décomposer en une partie élastique  $\Phi^e$  et une partie inélastique  $\Phi^i$ , qui sont des expressions quadratiques des variables d'état:

$$\rho\Phi^e = 0.5 \epsilon^e : \mathbb{D} : \epsilon^e \quad \text{III.45}$$

$$\rho\Phi^i = 0.5 \sum_{s \in G} b^s_I Q_I (q^s)^2 + 0.5 \sum_{s \in G} c_I (\alpha^s)^2 \quad \text{III.46}$$

dans cette expression,  $\mathbb{D}$  est le tenseur des modules d'élasticité,  $\rho$  est la masse volumique,  $c_I$ ,  $b_I$ ,  $Q_I$  sont des coefficients matériau qui définissent l'écrouissage sur le système  $s$  appartenant à la famille  $I$ .  $G$  représente l'ensemble des systèmes  $s$ .

L'étude de la déformation inélastique des monocristaux a montré que l'on pouvait considérer trois familles de glissements équivalents : le glissement octaédrique  $\{111\}\langle 110 \rangle$ , le glissement cubique  $\{001\}\langle 110 \rangle$ , et le glissement des partielles  $\langle 112 \rangle$  dans des plans  $\{111\}$ , responsable notamment de la contrainte moyenne à basse température. En fait, ce nombre peut être réduit à deux pour le monocristal de cette étude, car seuls les glissements octaédriques et cubiques ont été observés (chapitre II), et deux familles ( $I=1$  ou  $2$ ) sont donc prises en compte dans la modélisation. Par ailleurs, la dissymétrie traction-compression est introduite, à la fin de

ce paragraphe, très facilement par un scalaire qui permet de traduire le domaine d'élasticité, ce qui permet d'économiser l'identification d'un troisième jeu de paramètres (relatif à  $\{111\}<112>$ ).

A partir des relations III.45 et III.46 sont obtenues les lois d'état qui relient les variables forces décrivant l'écrouissage cinématique et l'écrouissage isotrope aux variables d'état associées:

$$x^s = \rho \frac{\partial \Phi^i}{\partial \alpha^s} = c_I \alpha^s \quad \forall s \in \{1, 2, \dots, N\} \quad \text{III.47}$$

$$\rho^s = \rho \frac{\partial \Phi^i}{\partial q^s} = b_I Q_I q^s \quad \forall s \in \{1, 2, \dots, N\} \quad \text{III.48}$$

L'évolution des variables internes dérive d'un potentiel dissipatif pour chaque système de glissement; elle peut se définir par les expressions suivantes, où est introduit un coefficient supplémentaire,  $d_I$  :

$$\dot{\omega}^s = |\tau^s - x^s| - \rho^s + \frac{d_I}{2c_I} (x^s)^2 + \frac{1}{2Q_I} (\rho^s)^2 \quad \text{III.49}$$

où  $\tau^s$ , cission résolue sur le système  $s$ , est calculée à partir du tenseur d'orientation  $\mathbf{m}^s$ , et du tenseur des contraintes  $\sigma$  :

$$m_{ij}^s = 0,5 (n_i^s l_j^s + n_j^s l_i^s) \quad \text{III.50}$$

$$\tau^s = \mathbf{m}^s : \sigma \quad \text{III.51}$$

Dans le modèle présenté ici, la règle de normalité s'applique dans l'espace des forces généralisées  $(x^s, \rho^s)$ . En appliquant le principe de normalité à l'équation III.49, les lois d'évolution de la vitesse d'écoulement viscoplastique et de l'écrouissage s'écrivent :

$$\dot{\varepsilon}^v = \sum_{s \in G} \mathbf{m}^s \dot{\lambda} \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad \text{III.52}$$

$$\dot{\alpha}^s = \left( \text{signe}(\tau^s - x^s) - \frac{d_I}{c_I} x^s \right) \dot{\lambda} \quad \text{III.53}$$

$$\dot{\rho}^s = \left( 1 - \frac{\rho^s}{Q_I} \right) \dot{\lambda} \quad \text{III.54}$$

Dans les équations III.53 et III.54,  $\dot{\lambda}$  est un pseudo-multiplicateur viscoplastique : on choisit de le calculer selon une fonction puissance qui relie la distance entre l'état de contrainte et la limite d'élasticité. Sur chaque système de glissement  $s$ , la limite du domaine d'élasticité est donc donnée par la fonction  $f^s$  (modèle multi-critères):

$$f^s = |\tau^s - x^s| - r^s \quad \text{III.55}$$

avec l'expression de l'écrouissage isotrope :

$$r^s = r_I^0 + \sum_{h \in G} H_{st} \rho^t \quad \text{III.56}$$

Le choix de la formulation viscoplastique permet de régler la question du nombre de systèmes actifs : tous les systèmes sont potentiellement activables, à divers instants du chargement, ce qui autorise l'apparition de nouveaux systèmes, ou la désactivation d'autres (systèmes plastifiés). L'écrouissage cinématique linéaire est en général insuffisant pour modéliser le comportement d'un matériau réel. L'écrouissage cinématique de la formule III.53 comporte donc un terme moteur proportionnel à la vitesse de déformation inélastique, mais également un terme de rappel qui permet de saturer l'écrouissage cinématique.

$[H_{st}]$  est la matrice d'interaction entre les systèmes de glissement. La forme générale de cette matrice est décrite, en ce qui concerne les systèmes octaédriques, dans le tableau III.1.a. Pour les systèmes de glissement cubiques, on choisit une matrice d'interaction dont la forme est donnée dans le tableau III.1.b. De plus, des interactions entre systèmes cubiques et octaédriques apparaissent dans la définition d'un coefficient unique  $h_9$ .

Les 12 systèmes octaédriques  $\{111\}\langle 110 \rangle$  sont repérés par un symbole  $Xy$  en utilisant les notations de Jaoul (1965) où la première lettre majuscule ( $X$ ) désigne le plan de glissement du système considéré et la seconde lettre minuscule ( $y$ ) indique un second plan cristallographique dont la direction commune avec le premier définit la direction du système. On note classiquement les quatre plans de glissement  $A=(\bar{1}11)$ ,  $B=(11\bar{1})$ ,  $C=(11\bar{1})$  et  $D=(1\bar{1}1)$ . L'équivalence entre les notations de Jaoul et de Schmid et Boas est indiquée dans le tableau III.1.a. Les termes diagonaux qui représentent l'auto-écrouissage sont pris égaux à 1 (en fait, ils sont multipliés par le coefficient  $Q_I$ ) et on introduit 5 coefficients qui caractérisent, l'interaction d'un système avec respectivement les 2 systèmes coplanaires ( $h_2$ ), les 2 systèmes formant des verrous de Hirth ( $h_3$ ), le système formant un glissement dévié ( $h_4$ ), les 4 systèmes formant des jonctions glissiles ( $h_5$ ) et les 2 systèmes formant des verrous de Lomer ( $h_6$ ) (Franciosi, 1978).

Bd	$h_1=1$	$h_2$	$h_2$	$h_4$	$h_5$	$h_5$	$h_5$	$h_6$	$h_3$	$h_5$	$h_3$	$h_6$
Ba	$h_2$	1	$h_2$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_4$	$h_5$	$h_5$	$h_5$	$h_6$	$h_3$
Bc	$h_2$	$h_2$	1	$h_5$	$h_6$	$h_3$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_4$	$h_5$	$h_5$
Db	$h_4$	$h_5$	$h_5$	1	$h_2$	$h_2$	$h_6$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_3$	$h_5$
Dc	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_2$	1	$h_2$	$h_3$	$h_5$	$h_6$	$h_5$	$h_5$	$h_4$
Da	$h_5$	$h_6$	$h_3$	$h_2$	$h_2$	1	$h_5$	$h_4$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_5$
Ab	$h_5$	$h_4$	$h_5$	$h_6$	$h_3$	$h_5$	1	$h_2$	$h_2$	$h_6$	$h_5$	$h_3$
Ad	$h_6$	$h_5$	$h_3$	$h_5$	$h_5$	$h_4$	$h_2$	1	$h_2$	$h_3$	$h_5$	$h_6$
Ac	$h_3$	$h_5$	$h_6$	$h_3$	$h_6$	$h_5$	$h_2$	$h_2$	1	$h_5$	$h_4$	$h_5$
Cb	$h_5$	$h_5$	$h_4$	$h_6$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_3$	$h_5$	1	$h_2$	$h_2$
Ca	$h_3$	$h_6$	$h_5$	$h_3$	$h_5$	$h_6$	$h_5$	$h_5$	$h_4$	$h_2$	1	$h_2$
Cd	$h_6$	$h_3$	$h_5$	$h_5$	$h_4$	$h_5$	$h_3$	$h_6$	$h_5$	$h_2$	$h_2$	1
Bd	Ba	Bc	Db	Dc	Da	Ab	Ad	Ac	Cb	Ca	Cd	
B4	B2	B5	D4	D1	D6	A2	A6	A3	C5	C3	C1	

Tableau III.1a : Matrice d'interaction intragranulaire dans le cas des systèmes octaédriques.

$$B4=Bd=(111)[\bar{1}01]; \quad B2=Ba=(111)[0\bar{1}1]; \quad B5=Bc=(111)[\bar{1}10]$$

$$D4=Db=(\bar{1}\bar{1}1)[\bar{1}01]; \quad D1=Dc=(\bar{1}\bar{1}1)[011]; \quad D6=Da=(\bar{1}\bar{1}1)[110]$$

$$A2=Ab=(\bar{1}11)[0\bar{1}1]; \quad A6=Ad=(\bar{1}11)[110]; \quad A3=Ac=(\bar{1}11)[101]$$

$$C5=Cb=(11\bar{1})[\bar{1}10]; \quad C3=Ca=(11\bar{1})[101]; \quad C1=Cd=(11\bar{1})[011]$$

E5	$h_1=1$	$h_7$	$h_8$	$h_8$	$h_8$	$h_8$
E6	$h_7$	1	$h_8$	$h_8$	$h_8$	$h_8$
F1	$h_8$	$h_8$	1	$h_7$	$h_8$	$h_8$
F2	$h_8$	$h_8$	$h_7$	1	$h_8$	$h_8$
G4	$h_8$	$h_8$	$h_8$	$h_8$	1	$h_7$
G3	$h_8$	$h_8$	$h_8$	$h_8$	$h_7$	1
E5	E6	F1	F2	G4	G3	

Tableau III.1b : Matrice d'interaction intragranulaire dans le cas des systèmes cubiques.

$$E5=(001)[\bar{1}10]; \quad E6=(001)[110]$$

$$F1=(100)[011]; \quad F2=(100)[0\bar{1}1]$$

$$G4=(010)[\bar{1}01]; \quad G3=(010)[101]$$

Pour les 6 systèmes cubiques  $\{100\}\langle 110\rangle$ , on note les 3 plans de glissement  $E=(001)$ ,  $F=(100)$  et  $G=(010)$  et on adopte pour repérer les directions la même convention que celle de Schmid et

Boas (1935). Cette terminologie sur les directions de glissement présente l'avantage de déceler tout de suite les potentiels de glissement dévié: si à l'issue d'une simulation le dépouillement des résultats montre, par exemple, l'activation des systèmes C5 et E5, l'utilisateur sait d'emblée qu'un système octaédrique et un système cubique ont été actifs, et que leur direction de glissement, repérée par "5", est commune. Les termes diagonaux qui représentent l'auto-écrouissage sont pris égaux à 1 et deux coefficients qui caractérisent l'interaction d'un système avec respectivement le système coplanaire ( $h_i$ ) et les 4 systèmes non coplanaires ( $h_s$ ) sont introduits.

Dans la mesure où il n'y a pas de couplage dans l'énergie libre entre les différentes variables d'écrouissage, le couplage introduit entre les systèmes de glissement provient uniquement de la matrice d'interaction. On fait l'hypothèse, dans ce modèle, que les interactions entre les différents systèmes de glissement portent uniquement sur la partie isotrope de l'écrouissage. Cela correspond au fait que l'on attribue habituellement l'effet Bauschinger, représenté par la variable cinématique, aux interactions dislocations-précipités; il s'agit d'un type de durcissement où chaque système réagit individuellement avec son environnement. Plus généralement, tous les mécanismes qui sont sensibles à une inversion de chargement sont dits à caractère cinématique. C'est pourquoi l'interaction entre dislocations, insensible au sens du trajet de chargement, apparaît dans l'écriture de l'écrouissage isotrope.

L'ajout de deux coefficients supplémentaires  $n_I$  et  $k_I$  par famille ( $I=1,2$ ) permet de décrire la viscosité sur chaque système de glissement  $s$ . La vitesse de glissement viscoplastique est alors donnée par la relation :

$$\dot{\lambda} = |\dot{\gamma}_v^s| = \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{k_I} \right\rangle^{n_I} \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad \text{III.57}$$

où  $\langle . \rangle$  est la fonction définie par  $\langle x \rangle = \frac{1}{2} (x + |x|)$ .

L'intensité de la vitesse de glissement suivant le système  $s$  est une fonction puissance de la distance à la frontière d'élasticité. Il s'ensuit que  $\gamma$  est une fonction qui dépend de l'histoire des contraintes et des variables internes. La viscoplasticité apparaît comme une régularisation de la plasticité. Lorsque le paramètre de viscosité  $k_I$  tend vers 0, le modèle viscoplastique tend vers un modèle de plasticité indépendante du temps.

### III.2.3. DISCUSSION.

Pour prendre en compte des déviations par rapport à la loi de Schmid, il faut introduire dans le critère d'écoulement d'autres composantes de la contrainte projetée dans le plan du mécanisme. Pour ce faire, on définit la matrice symétrique suivante :

$$\tau^s = \begin{pmatrix} \tau_{11}^s & \tau_{1n}^s & \tau_{1z}^s \\ \tau_{1n}^s & \tau_{nn}^s & \tau_{nz}^s \\ \tau_{1z}^s & \tau_{nz}^s & \tau_{zz}^s \end{pmatrix} \quad \text{III.58}$$

$$\text{avec } \tau_{ij}^s = \sigma : \vec{i}^s \otimes \vec{j}^s \quad \forall (\vec{i}, \vec{j}) \in \{\vec{l}, \vec{n}, \vec{z}\} \quad \text{III.59}$$

où  $(\vec{n}^s, \vec{l}^s, \vec{z}^s)$  est le trièdre directeur attaché au réseau cristallin du mécanisme  $s$  à l'instant  $t$ .  $\vec{n}^s$  est un vecteur unitaire définissant la normale au plan dans lequel s'effectue le mécanisme  $s$ ,  $\vec{l}^s$  un vecteur unitaire porté par la direction du même mécanisme et  $\vec{z}^s$  un vecteur unitaire tel que le trièdre  $(\vec{n}^s, \vec{l}^s, \vec{z}^s)$  soit direct. Les composantes  $\tau_{ij}^s = \sigma_{ij} n_i^s l_j^s$  permettent de prendre en compte les déviations à la loi de Schmid. Cela revient à ne plus considérer seulement la cission résolue sur le système  $s$  déduite de la loi de Schmid, c'est à dire la composante de la contrainte projetée suivant la direction de glissement sur le plan de glissement, mais aussi la contribution des autres composantes  $\sigma_{ij} n_i^s l_j^s$ . C'est ce que Qin et Bassani (1992) appellent une généralisation de la loi de Schmid, où la cission "généralisée" du système de glissement  $s$  s'écrit sous la forme:

$$\tau^{*s} = \tau^s + \sum_{i=1}^{N_{ns}} \tau_i^s a_i^s \quad \text{III.60}$$

où  $\tau_i^s$  représente les composantes différentes de la cission résolue du système  $s$  associées à  $s$ ,  $a_i^s$  les paramètres correspondants, qui dépendent du glissement; la sommation est faite sur le nombre total  $N_{ns}$  de composantes à considérer. Cette approche permet de décrire la dissymétrie traction-compression observée dans les intermétalliques de structure  $\text{Li}_2$ .

Une seconde solution consiste à introduire les systèmes de glissement  $\{111\}\langle 112 \rangle$ ; l'argument le plus cité pour prendre en compte ce type de glissement dans les modèles est basé sur l'interprétation des rotations macroscopiques du cristal observées au cours du fluage et qui sont incompatibles avec du glissement octaédrique  $\{111\}\langle 110 \rangle$  (Hapgood et Martin, 1986). Lors des sollicitations cycliques, les déformations inélastiques moyennes mesurées dans cette étude ne dépassent pas 3% et aucune rotation globale du cristal n'est survenue. Ghosh et al (1990) ont proposé une modélisation cristallographique micromécanique pour simuler le fluage d'un monocristal de superalliage à base de nickel; des rotations de cristal sont calculées sans considérer la contribution des glissements  $\{111\}\langle 112 \rangle$ , ce qui permet de plus d'économiser l'identification d'un troisième jeu de paramètres.

Dans la modélisation cristallographique, la dissymétrie traction-compression est introduite simplement par un scalaire qui vient translater le domaine d'élasticité initial; on propose de remplacer dans l'expression III.53 la variable  $x^s$  par  $(x^s + x_1^0)$  ce qui permet de translater le domaine d'élasticité initial d'une quantité  $x_1^0$ , propre à chaque famille. Cela réduit le nombre de coefficients à introduire à deux. Dans l'expression III.55, la taille des différents domaines locaux (pour le système  $s$ ) est supposé liée aux variables d'écrouissage isotrope  $r^s$  et cinématique  $x^s$  instantanées:

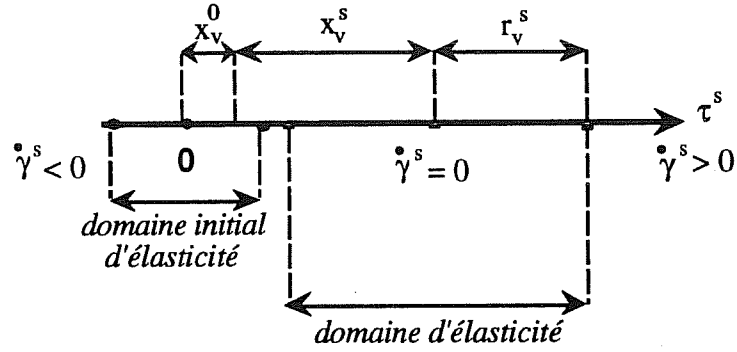


Figure III.4 : Illustration du domaine d'élasticité local pour le mécanisme  $s$ .

On peut facilement inverser l'équation III.57 pour obtenir, en présence d'écoulement viscoplastique, une décomposition de la contrainte en une contrainte interne et une partie visqueuse,  $\tau_v^s$ :

$$\tau^s = x^s + (r^s + \tau_v^s) \cdot \text{signe}(\dot{\gamma}_v^s) \quad \text{III.61}$$

$$\text{où } \tau_v^s = k_I |\dot{\gamma}_v^s|^{1/n_I} \quad \text{III.62}$$

Cette décomposition donne les valeurs limites du cisaillement critique  $\tau^{cs}$  sur le système  $s$ :

$$\tau^{cs+} = x^s + r^s \quad \text{en traction} \quad \text{III.63a}$$

$$\tau^{cs-} = x^s - r^s \quad \text{en compression} \quad \text{III.63b}$$

Cette distinction entre les comportements selon le sens de sollicitation permet de considérer qu'un glissement le long d'un plan de normale  $\vec{n}$  peut se produire, soit suivant la direction  $\vec{l}$ , soit suivant la direction opposée  $-\vec{l}$ . A la différence de certains auteurs (Bishop et Hill 1951, Hill 1956, 1966, Mandel 1965), ces deux systèmes ne sont pas différents. Ainsi une contrainte macroscopique de traction, peut, du fait de l'orientation donnée à un système, conduire localement à une cisssion négative : dans ce cas, la vitesse de glissement sera négative, et lors de la construction du tenseur de déformation inélastique, on retrouvera une déformation

de traction. L'avantage numérique est évident puisque le nombre d'équations à intégrer et le nombre de variables à stocker sont divisés de moitié, et qu'il reste néanmoins assez de coefficients pour définir l'effet Bauschinger (Cailletaud, 1987b).

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{k_I} \right\rangle n_I \text{ signe}(\tau^s - x^s)$$

$$\tau^s = m^s : \sigma$$

$$m_{IJ}^s = 0.5 (n_I^s l_J^s + n_J^s l_I^s)$$

$$r^s = r_I^0 + \sum_{I=1,2} \sum_{t \in G} H_{st} Q_I (1 - e^{-b_I v^s})$$

$$x^s = c_I \alpha^s$$

$$\dot{\alpha}^s = (\text{sign}(|\tau^s - x^s|) - \frac{d_I}{c_I} \cdot \varphi(v^s) \cdot x^s) \dot{v}^s$$

$$\varphi(v^s) = \varphi^I + (1 - \varphi^I) e^{-\delta^I v^s}$$

$$\dot{v}^s = |\dot{\gamma}^s|$$

Tableau III.2 : Résumé des équations du modèle cristallographique phénoménologique.

#### III.2.4. CORRELATION AVEC LES MODELES MACROSCOPIQUES.

On présente les rapprochements possibles entre la modélisation cristallographique phénoménologique présentée ci-dessus et une approche macroscopique; plus précisément, sous certaines conditions, il est possible d'établir des relations directes entre les coefficients des deux modélisations.

En ce qui concerne le domaine d'élasticité initial, les critères quadratiques macroscopiques ne suffisent plus dès que le chargement appliqué sur un monocristal devient multiaxial; l'expression de la fonction de charge en fonction des invariants fait apparaître deux coefficients supplémentaires identifiés à partir du critère cristallographique, c'est à dire la loi de Schmid (paragraphe III.1.3).

Considérons la réponse d'un monocristal orienté [001] ou [111] soumis à une traction. La déformation inélastique macroscopique se construit facilement à partir des glissements élémentaires :

$$\dot{\epsilon}^v = N m \dot{\gamma}$$

III.64



où  $N$  représente le nombre de systèmes actifs équivalents, et  $m$  leur facteur de Schmid. La vitesse de glissement peut s'exprimer en fonction de la contrainte macroscopique :

$$\dot{\gamma}^s = \left\langle \frac{|\sigma - \frac{x^s}{m}| - \frac{r^s}{m}}{k_I} \right\rangle^{n_I} \text{signe}(\tau^s - x^s) \quad \text{III.65}$$

L'expression de l'écroutissage isotrope se simplifie pour devenir :

$$r^s = r_I^o + r_I^f \left( 1 - e^{-b_I \frac{\epsilon^v}{Nm}} \right) \quad \text{III.66}$$

De même l'écroutissage cinématique s'exprime en fonction de la vitesse de déformation inélastique macroscopique :

$$\dot{\alpha}^s = a_I \frac{\dot{\epsilon}^v}{Nm} - x^s \frac{|\dot{\epsilon}^v|}{Nm} \quad \text{III.67}$$

Le découplage entre les coefficients relatifs au glissement octaédrique et cubique est "naturel" dans la modélisation cristallographique une fois que l'on a choisi de prendre la matrice d'interaction égale à l'unité; il est intéressant d'exprimer la décomposition de la contrainte pour les deux directions cristallographiques étudiées, avec la modélisation macroscopique :

$$\sigma_{\langle 001 \rangle} = x_{\langle 001 \rangle} \pm R \pm k \pm K(\dot{\epsilon}^v)^{(1/n)} \quad \text{III.68}$$

$$\sigma_{\langle 111 \rangle} = x_{\langle 111 \rangle} \pm R^* \pm k^* \pm K^*(\dot{\epsilon}^v)^{(1/n)} \quad \text{III.69}$$

$$\text{avec } R^* = \frac{R}{\sqrt{M_{44}}}, k^* = \frac{k}{\sqrt{M_{44}}}, K^* = \frac{K}{(M_{44})^{(n+1)/2n}} \quad \text{III.70}$$

Des expressions identiques sont obtenues dans les deux cas; cependant, les relations III.70 témoignent d'un couplage entre les coefficients  $R, k, K$  (assimilables aux paramètres octaédriques) et  $R^*, k^*, K^*$  (assimilables aux paramètres cubiques) au travers de la valeur de  $M_{44}$ . Ce terme est une composante de la matrice d'anisotropie  $M_{ij}$  de Lee et Zaverl (1979). Aucun degré de liberté n'est, semble-t-il, donné pour évaluer ce paramètre. En écrivant le rapport des limites d'élasticité macroscopiques et cristallographiques, à partir du modèle macroscopique et de la loi de Schmid, on obtient :

$$\frac{\sigma_{y\langle 001 \rangle}}{\sigma_{y\langle 111 \rangle}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\tau_{c\text{octa}}}{\tau_{c\text{cube}}} = \frac{1}{\sqrt{M_{44}}} \quad \text{III.71}$$

ce qui signifie que  $M_{44}$  dépend malgré tout de l'hypothèse faite sur les cisssions résolues critiques, et souvent, la plus simple,  $\tau_{c\text{octa}} = \tau_{c\text{cube}}$ , permet d'avoir directement  $M_{44} = \frac{3}{4}$ . C e

paramètre représente en fait l'anisotropie initiale du comportement. La formulation macroscopique "découplée" repose sur l'hypothèse que 8 systèmes de glissement octaédriques équivalents (même facteur de Schmid) interviennent dans la déformation d'un monocristal [001], et 6 systèmes de glissement cubiques équivalents pour [111]; or sur les monocristaux réels, d'orientation plus ou moins proche des axes cristallographiques, le nombre de systèmes se réduit notablement et les paramètres identifiés à partir de cette base expérimentale ne correspondent plus aux hypothèses de départ. Cela est d'autant plus vrai pour l'identification des cisssions critiques, qui doit se faire rigoureusement dans une configuration de glissement simple.

Les relations directes entre les coefficients macroscopiques et cristallographiques sont reportées dans les tableaux III.3 et III.4 suivant les deux cas de figure :

$$\text{Traction suivant } [001] \quad N=8 \quad m = \frac{1}{\sqrt{6}}$$

coefficients macroscopiques	coefficients cristallographiques
n	$n_1$
K	$\frac{k_1}{m(Nm)^{1/n_1}}$
R	$\frac{r}{m}$
B	$\frac{b_1}{m}$
$\frac{N_{11}-N_{12}}{Q_{11}-Q_{12}}$	$\frac{1}{c_1 d_1 m}$
$Q_{11}-Q_{12}$	$\frac{c_1}{Nm}$

**Tableau III.3 : Relations entre les coefficients des approches cristallographique et macroscopique pour une traction dans l'axe [001]**

Traction suivant [111]  $N=6$   $m = \frac{\sqrt{2}}{3}$

coefficients macroscopiques	coefficients cristallographiques
$n$	$n_2$
$K^* = \frac{K}{(M_{44})^{(n+1)/2n}}$	$\frac{k_2}{m(Nm)^{1/n_1}}$
$R^* = \frac{R}{\sqrt{M_{44}}}$	$\frac{r}{m}$
$\frac{B}{\sqrt{M_{44}}}$	$\frac{b_2}{m}$
$\frac{N_{44}}{Q_{44}}$	$\frac{1}{c_2 d_2 m \sqrt{M_{44}}}$
$Q_{44}$	$\frac{c_1}{Nm} \sqrt{M_{44}}$

Tableau III.4 : Relations entre les coefficients des approches cristallographique et macroscopique pour une traction dans l'axe [111]

En résumé, sous certaines conditions, les deux approches, écrites dans un cadre de viscoplasticité avec écrouissages isotrope et cinématique non-linéaire, sont équivalentes dans les directions [001] et [111]. La modélisation macroscopique utilise 14 coefficients caractéristiques du matériau à une température donnée :  $n$ ,  $K$ ,  $k$ ,  $M_{44}$ ,  $B$ ,  $R$ ,  $N_{11}^1 - N_{12}^1$ ,  $N_{44}^1$ ,  $N_{11}^2 - N_{12}^2$ ,  $N_{44}^2$ ,  $Q_{11}^1 - Q_{12}^1$ ,  $Q_{44}^1$ ,  $Q_{11}^2 - Q_{12}^2$ ,  $Q_{44}^2$ , avec une restriction sur la viscosité puisque  $n$  et  $K$  sont les mêmes pour les deux orientations testées. De plus, la complexité du critère avec la prise en compte de chargements biaxiaux sur monocristaux a nécessité l'introduction de deux coefficients  $a_4$  et  $a_8$ .

L'approche cristallographique phénoménologique utilise un jeu de paramètres par famille de glissement considérée, soit 7 coefficients octaédriques et 7 coefficients cubiques :  $n_1$ ,  $k_1$ ,  $r_1^0$ ,  $Q_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$ ,  $d_1$  et  $n_2$ ,  $k_2$ ,  $r_2^0$ ,  $Q_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$ ,  $d_2$ , pour représenter les mêmes phénomènes.

*Le modèle cristallographique phénoménologique constitue une référence pour tester les approches macroscopiques. De plus, devant des situations de chargement de plus en plus complexes, les modélisations macroscopiques nécessitent l'ajout de nouveaux coefficients matériau alors qu'une modélisation plus physique a "tout ce qu'il faut" et possède un pouvoir prédictif important. Les deux modélisations présentent actuellement le même nombre de coefficients.*

### III.3. IDENTIFICATION SUR UN ELEMENT DE VOLUME

Dans ce chapitre est présentée la méthodologie suivie pour identifier les coefficients du modèle cristallographique phénoménologique à partir de la base expérimentale explicitée au chapitre II. Compte tenu de la taille du problème (nombre de coefficients, et de fichiers expérimentaux), il est illusoire de vouloir trouver un jeu de paramètres adéquats de manière exploratoire; l'implantation du modèle dans le logiciel d'optimisation Sidolo (Pilvin, 1988 et 1990) , présenté en annexe A.4, permet d'automatiser la recherche de coefficients. La validation de la programmation a été réalisée à l'aide de tests : chaque fois que possible, la solution donnée par le logiciel Sidolo est comparée à une solution analytique, et à la solution donnée par le code de calcul par éléments finis Zébulon. Pour les calculs par éléments finis, l'élément de volume monocristallin est obtenu à l'aide d'un cube à 20 noeuds et à 8 points de Gauss auquel sont appliquées les conditions aux limites du problème traité. La première étape de l'identification (paragraphe III.3.1) consiste à composer la base expérimentale de façon à regrouper des familles de coefficients. L'identification est faite au niveau de ces sous-groupes d'essais de façon à ne faire intervenir qu'un nombre restreint de paramètres du modèle à chaque fois relatif à un aspect physique du problème. Ensuite les mécanismes de déformation mis en jeu par le calcul sont confrontés à ceux qui ont été mis en évidence auparavant sur les monocristaux sollicités (paragraphe III.3.2).

#### III.3.1. DEFINITION DE CLASSES DE PARAMÈTRES.

##### III.3.1.1. Cas de la température.

L'utilisation de variables d'état dans la formulation de l'écrouissage nous garantit une approche correcte du modèle pour les températures variables. La température est une variable observable et peut ainsi s'inclure dans un chargement anisotherme, couplée ou non d'ailleurs avec d'autres variables observables. Rappelons que la température n'intervient pas directement dans les lois de comportement, mais qu'elle est implicite dans les paramètres. Il y aura théoriquement autant de jeux de coefficients (élasticité, viscosité, écrouissage isotrope et cinématique, matrice d'écrouissage latent) que de températures traitées. L'identification est réalisée à partir des résultats expérimentaux isothermes concernant une température à la fois. La cohérence et la continuité des paramètres isothermes du modèle avec la température doivent être assurées pour réussir les prévisions anisothermes présentées au chapitre IV.

### III.3.1.2. Cas de l'anisotropie inélastique.

L'anisotropie de la réponse inélastique du monocristal est liée au type de mécanisme élémentaire de glissement activé. Physiquement, l'étude des modes de déformation dans l'AM1, présentée au chapitre II, conduit à classer les  $N$  mécanismes de glissement en deux familles : le glissement octaédrique  $\{111\}\langle 011\rangle$ , le glissement cubique  $\{001\}\langle 011\rangle$ . La loi d'écoulement viscoplastique cristallographique et les lois d'écrouissage dans le cas où 2 mécanismes différents sont à l'origine de la déformation macroscopique ont été explicitées au tableau III.2.

Les grandeurs (temps,  $\sigma_{zz}$ ,  $\varepsilon_{zz}$ ) mesurées lors de chargements uniaxiaux sur des monocristaux déformés par glissement octaédrique sont utilisées pour identifier les coefficients  $y_1$ , appelés paramètres "octaédriques", alors que les coefficients  $y_2$ , dits "cubiques", sont excités par des sollicitations uniaxiales sur des monocristaux déformés par glissement cubique. L'identification des systèmes activés lors de l'expérience sur chaque monocristal d'AM1 permet de classer les orientations cristallographiques  $[hkl]$  testées, et de définir deux sous-groupes expérimentaux, l'un constitué d'orientations proches de  $[001]$ , l'autre composé d'orientations proches de  $[111]$ ; ils permettent d'identifier séparément les coefficients octaédriques et cubiques.

Dans la suite, la procédure d'identification des paramètres de viscosité, d'écrouissage, et d'interactions entre systèmes est expliquée pour un seul des deux groupes "octaédriques" ou "cubiques". L'identification des interactions entre les familles de systèmes fait l'objet du paragraphe III.3.1.6.

### III.3.1.3. Cas de la viscosité.

Les coefficients de viscosité  $n_I$  et  $k_I$  interviennent dans l'écriture de la "contrainte visqueuse" sur le système  $s$ , qui caractérise la distance au domaine d'élasticité :

$$\tau_s^v = k_I |\dot{\gamma}_s|^{1/n_I} \quad \text{III.72}$$

Les chargements à haute température et avec plusieurs vitesses de déformation permettent de faire intervenir les paramètres de viscosité, ainsi que les essais comportant des temps de maintien (relaxation cyclique). On pourrait penser que la sollicitation de fluage, où  $\sigma$  est maintenue constante, enrichit la base expérimentale pour identifier les paramètres de viscosité; les résultats obtenus sur l'AM1 (Ayrault, 1989) montrent que le mécanisme prépondérant de déformation n'est pas le glissement  $\{111\}\langle 110\rangle$  ni  $\{001\}\langle 110\rangle$ ; l'existence de glissement  $\{110\}\langle 110\rangle$  (Carry et Strudel, 1975) ou encore de glissement  $\{111\}\langle 112\rangle$  (Caron et Kahn, 1986) a été par contre observée, ce qui sort du domaine de validité du modèle; de plus, les niveaux de contraintes imposées sont faibles, de 240 MPa à 350 MPa, et se situent en dessous de la limite d'élasticité déterminée sur des essais cycliques. Pour prendre en compte correctement ces résultats expérimentaux, il faudrait donc introduire d'autres familles de systèmes, munies d'une limite d'élasticité très faible, et en même temps produisant des vitesses de glissement qui restent

lentes. D'un point de vue théorique, l'ajout d'un (N+1)<sup>ème</sup> mécanisme est intéressant, mais cela sous-entend un jeu de coefficient de plus à identifier. Cela se rapproche d'une modélisation viscoplastique proposée par Dame et Stouffer (1986) dans laquelle sont départagés les mécanismes liés aux déformations rapides (chargement de type traction-compression) et ceux liés aux déformations lentes (solicitation de fluage) au niveau de la vitesse de glissement :

$$\dot{\gamma}_1^s = \dot{\gamma}_{1\text{lent}}^s + \dot{\gamma}_{1\text{rapide}}^s \quad \text{III.73}$$

$$\dot{\gamma}_2^s = \dot{\gamma}_{2\text{lent}}^s + \dot{\gamma}_{2\text{rapide}}^s \quad \text{III.74}$$

Les auteurs n'avaient considérés que le glissement octaédrique (indice 1) et le glissement cubique (indice 2), ce qui n'est sans doute pas la meilleure solution. Néanmoins, la détermination de quatre cisssions résolues critiques  $\tau_c^s$  permet de prendre en compte l'effet de constriction de deux dislocations partielles  $\langle 112 \rangle$  et la possibilité d'un glissement dévié sur le plan {001} associé.

#### III.3.1.4. Cas de l'écrouissage isotrope.

Le niveau initial de  $r^s$  est considéré comme une valeur uniforme sur tous les systèmes d'une famille, égale à  $r_I^0$ . Cette valeur correspond physiquement à la contrainte résolue critique  $\tau_c$  et elle est unique, pour une température et un type de système donné. Elle s'identifie à partir de la loi de Schmid et de la mesure de la limite d'élasticité macroscopique sur un monocristal orienté en glissement simple. Ensuite, l'augmentation de l'écrouissage isotrope sur un système  $s$  donné sera dépendante du nombre de systèmes actifs du même type, et aussi des systèmes actifs de l'autre famille. Le système  $s$  détient sur le système  $t$  un pouvoir d'écrouissage (augmentation du cisaillement résolu critique)  $H_{st} Q_I$ , avec  $I=1$  si  $t$  est un système octaédrique,  $I=2$  si  $t$  est un système cubique. Ce fonctionnement permet de décrire des durcissements plus grands en chargement complexe (où plus de systèmes sont activés) qu'en chargement simple. De même, l'histoire du trajet de déformation sous chargement uniaxial réside dans cette expression de  $r^s$ . L'écrouissage isotrope  $r^s$  évolue avec le glissement cumulé du système  $s$ ,  $v^s$ . Physiquement, cela signifie qu'un système qui n'a pas encore glissé ( $v^s=0$ ) garde son pouvoir d'écrouissage intact. L'écrouissage isotrope se sature plus ou moins rapidement avec  $b_I$ , qui s'identifie sur des séquences de chargements non stabilisées (du premier cycle au cycle stabilisé). La stabilisation très rapide (quelques cycles) du comportement de l'AM1 fixe  $b_I$  à des valeurs élevées. Dans le cas du cuivre, où l'écrouissage évolue sur un grand nombre de cycles, le coefficient  $b_I$  joue pleinement son rôle (Méric, 1991). Les autres coefficients  $Q_I$  et  $H_{st}$  sont identifiés en même temps; si on dispose d'un monocristal orienté en glissement simple, ce qui n'est pas notre cas,  $Q_I$  peut être identifié seul car les interactions disparaissent. En situation de glissement multiple, les systèmes de glissements identifiés sur un monocristal particulier permettent de ne garder que les coefficients  $H_{st}$  des systèmes en question et de diminuer le nombre de coefficients à identifier simultanément.

### III.3.1.5. Cas de l'écrouissage cinématique.

La représentation de la contrainte moyenne se fait avec le scalaire  $x_I^0$  qui intervient dans l'expression :

$$\dot{\alpha}^s = (\text{signe}(\tau^s - x^s) - d_I \cdot \varphi(v^s)) \cdot (\alpha^s - \frac{x_I^0}{c_I}) \dot{v}^s \quad \text{III.75}$$

Il s'agit d'un déplacement initial de la surface seuil de rayon  $r_I^0$ . Quand aucun système de glissement n'a encore glissé,  $v^s = 0$ , et le domaine d'élasticité initial se translate de  $x_I^0$ . On choisit une valeur positive pour  $x_I^0$  sur les systèmes octaédriques et négative pour  $x_2^0$  sur les systèmes cubiques conformément à ce qui a été observé sur l'AM1. Ce paramètre est identifié seul.

Dans l'expression III.75, la vitesse d'écrouissage  $\dot{\alpha}^s$  est proportionnelle à la vitesse de glissement cumulé, tandis qu'un terme de rappel proportionnel à  $(\alpha^s \dot{v}^s)$  permet de saturer l'évolution de la variable  $\alpha^s$  vers une limite finie  $(\frac{1}{d_I \varphi^s} + \frac{x_I^0}{c_I})$ . L'évolution de la fonction  $\varphi$  permet de représenter sur l'écrouissage cinématique seul le phénomène de durcissement cyclique si le coefficient  $\varphi^s$  est inférieur à 1, et d'adoucissement cyclique dans le cas contraire. Si l'on oppose les effets d'un durcissement isotrope et d'un adoucissement cinématique (Caillaud, 1987), il est possible de modéliser des matériaux qui présentent un adoucissement cyclique sous chargement proportionnel, et qui se durcissent cycliquement lors de chargements complexes, comme l'INCO718 (Chaboche et al., 1986); en prenant  $\varphi^s$  inférieur à 1, on pourrait également modéliser des matériaux présentant un durcissement cyclique en chargement proportionnel, et pratiquement pas de durcissement supplémentaire en chargement non proportionnel. Dans le cas de l'AM1, il n'y a pas d'histoire du trajet de chargement en uniaxial et la simplification  $\varphi(v^s)=1$ , quel que soit  $v^s$ , est apportée à la modélisation. Les coefficients  $c_I$  et  $d_I$  sont identifiés simultanément.

### III.3.1.6. Cas des interactions entre systèmes.

Pour identifier correctement les termes  $h_I$  ( $I=1,9$ ) de la matrice d'interaction entre systèmes de glissement, il faut pouvoir disposer d'essais d'écrouissage latent réalisés sur des monocristaux orientés en glissement simple à toutes les températures. On utilise les monocristaux présentant du glissement multiple octaédrique pour identifier les paramètres  $h_I$  ( $I=1,6$ ), les coefficients  $h_7$  et  $h_8$  étant identifiés à l'aide des monocristaux présentant du glissement multiple cubique. Le calcul sur des monocristaux dont la déformation inélastique s'est effectuée par glissements cubique et octaédrique sollicite  $h_9$ . En fait, pour chaque monocristal sollicité, on s'arrange pour identifier le ou les paramètres  $h_I$  correspondant aux systèmes réellement activés, fournis par l'étude expérimentale.

Dans le souci d'utiliser les résultats obtenus par Hoinard (1992) sur le remplissage de la matrice d'interaction à partir d'essais d'écrouissage latent, on a tenté d'écrire une correspondance entre:

-la matrice d'interaction intragranulaire  $[H_{rs}]$  qui intervient dans la loi d'écrouissage utilisée dans son approche (paragraphe II.1.2):

$$\dot{\tau}_c^r = \sum_s H_{rs} \dot{\gamma}^s \quad \text{III.76}$$

-la matrice d'interaction  $[H_{rs}]$  qui est formulée dans l'écrouissage isotrope de la modélisation cristallographique (chapitre III.2, tableau III.2).

Compte tenu de la formulation non-linéaire et implicite de l'écrouissage isotrope, il n'y a pas d'équivalence entre ces deux matrices dans un cas général; pour les auteurs partisans de la première formulation, tout l'écrouissage du matériau réside dans les termes d'interaction; dans notre cas la matrice d'interaction joue sur l'évolution des cissions critiques et permet de "régler" l'activation ou la désactivation d'autres systèmes, elle a donc moins d'importance dans l'écriture de l'écrouissage global.

L'influence de la matrice d'écrouissage sur le comportement cyclique a été testée pour notre modèle; les résultats sont détaillés en annexe A5, et brièvement résumés ci-dessous. On a simulé une expérience d'écrouissage latent sous chargement monotone, en utilisant un jeu de coefficients identifié à partir des cycles réalisés sur l'AM1 à 650°C (paragraphe III.5). Deux cas de figures extrêmes en termes d'interactions ont ensuite été considérés :

1. non-interaction des systèmes  $s$  différents entre eux, ce qui correspond à une matrice d'écrouissage unité (diagonale de 1).
2. interaction ( $h_I = 1$ ) entre les systèmes  $s$  dont les plans de glissement sont différents; en particulier, l'auto-écrouissage est nul ainsi que les interactions entre systèmes coplanaires.

Les calculs réalisés montrent qu'avec les valeurs réelles du coefficient  $Q_I$ , qui quantifie l'importance de l'écrouissage des autres systèmes de glissement sur le système considéré, il est difficile de simuler une participation importante de l'écrouissage latent à l'écrouissage isotrope. Ce qui revient à dire que pour l'AM1 sollicité en fatigue à 650°C, on peut négliger la contribution de l'écrouissage latent tel qu'il est formulé dans ce modèle, on dispose par ailleurs suffisamment d'autres coefficients (écrouissage isotrope et cinématique) pour représenter le comportement.

A l'appui de cette hypothèse, on retiendra également des résultats réalisés à haute température (950°C), à l'ONERA, (Nouailhas et al, 1990,1991d) sur le monocristal CMSX2, orienté selon [001], sous des sollicitations complexes de traction-torsion. Des traces correspondant à du glissement cubique dues à la torsion ont été observées en face de certaines zones alors que, par



ailleurs, on s'attend à activer du glissement octaédrique lors de la traction. Les auteurs ont comparé ces résultats à un essai de traction-compression uniaxial sur une éprouvette orientée [111] et se déformant par glissement cubique. L'évolution de l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique -en grandeurs équivalentes au sens de Von Mises pour la torsion- a été tracée et les deux courbes se superposent : la phase de traction préalable sur [001] n'a pas affecté la réponse de torsion; on en déduit que les interactions entre systèmes octaédriques et cubiques sont négligeables à haute température.

### III.3.2.VALIDATION DES PARAMETRES.

On présente les deux types de validation des paramètres identifiés :

- réponse mécanique macroscopique; les grandeurs calculées (contraintes, ou déformations) sont comparées aux résultats expérimentaux.
- trace de systèmes de glissement; numériquement, on considère comme actifs à un instant donné les systèmes pour lesquels la vitesse de glissement est non nulle. On définit par ailleurs comme plastifié un système qui a été actif au moins une fois au cours du chargement : il est repéré par une valeur du glissement cumulé non nulle. Afin de ne pas être perturbé par les problèmes numériques on fixe dans chaque cas un seuil, qui sera choisi égal à 10% de la valeur maximale correspondante (en vitesse de glissement pour les systèmes actifs et en glissement cumulé pour les systèmes plastifiés). On compare ensuite les systèmes activés lors de la simulation avec les systèmes de glissement déterminés expérimentalement.

### III.4. SIMULATIONS ISOTHERMES.

On présente ici les résultats de simulations réalisées sur des éléments de volume sollicités cycliquement en isotherme. Dans un premier temps, un jeu de coefficients par température a été identifié à partir des expériences sur des monocristaux d'AM1 orientés selon [001] et [111]. Des prévisions isothermes sont présentées ensuite pour d'autres orientations. Tous les calculs réalisés sont directement confrontés à l'expérience au niveau macroscopique - boucles contrainte-déformation - et au niveau de la microstructure - nombre, nature et intensité de glissement des systèmes activés -.

#### III.4.1. CHOIX DES REPÈRES ET DES VARIABLES D'IDENTIFICATION.

Les orientations exactes des éprouvettes sont repérées à l'aide de la matrice de changement de base indiquée dans le tableau III.5; on passe du repère géométrique de l'éprouvette (O,x,y,z) au repère cristallographique ([100], [010],[001]) à l'aide de la matrice de passage P, décrite dans le tableau III.5.

	[100]	[010]	[001]
x	$a_{11}$	$a_{12}$	$a_{13}$
y	$a_{21}$	$a_{22}$	$a_{23}$
z	$a_{31}$	$a_{32}$	$a_{33}$

**Tableau III.5 : Matrice de passage définissant l'orientation cristallographique d'une éprouvette quelconque.**

Pour la simulation, on travaille avec l'orientation réelle de chaque éprouvette : les coefficients d'élasticité et du tenseur d'orientation (réduits aux facteurs de Schmid en uniaxial) sont calculés dans le repère de l'éprouvette et varient donc d'un monocristal à l'autre. Les variables observables de chargement sont imposées dans le repère de l'éprouvette; l'intégration des variables internes et le calcul des autres variables se fait dans ce même repère.

La définition du chargement correspond aux essais réalisés : la déformation totale imposée  $\epsilon_{33}$  varie avec le temps -ce qui permet de considérer la vitesse de déformation instantanée- entre une valeur  $\epsilon_{\min}$  et  $\epsilon_{\max}$  symétriques. Les autres composantes du tenseur de déformation,  $\epsilon_{23}$  et  $\epsilon_{31}$  sont libres (annexe A6), et on impose  $\sigma_{23}$  et  $\sigma_{31}$  nuls. Dans l'expérience, la stabilisation de l'écrouissage est obtenue très rapidement et les calculs présentés par la suite sont effectués sur 3 cycles et comparés à une boucle expérimentale stabilisée.

Dans la procédure d'identification, on prend comme variable observable d'identification la contrainte  $\sigma_{33}$ . Cette démarche ignore dans un premier temps une partie des informations expérimentales, à savoir la détermination des systèmes actifs; on aurait pu imaginer d'inclure une variable observable de plus (une par système de glissement) qui quantifie l'activité d'un système donné. Si la valeur du glissement moyen par bande est accessible par l'expérience, cette variable s'apparente à un pourcentage de glissement cumulé par système. L'identification se ferait alors simultanément sur la contrainte  $\sigma_{33}$  et sur les 18 variables observables définies ci-dessus. Mais comme l'AM1 ne présente pratiquement pas d'écrouissage cyclique et que les sollicitations mécaniques sont très simples, il semble que tous les systèmes activés présents en fin d'essai soient les mêmes qu'au début; comme par ailleurs, il est difficile de quantifier les glissements sur chaque système par l'information expérimentale, on s'est contenté d'une procédure d'identification qui ne prend pas en compte l'information microstructurale.

### III.4.2. CHOIX DES COEFFICIENTS MATÉRIAU.

L'élasticité cubique est représentée par les coefficients  $c_{ij}$  reportés dans le tableau III.6. Ces valeurs résultent de mesures de coefficients élastiques réalisés par SNECMA. Les coefficients inélastiques sont regroupés dans les tableaux III.7 aux quatre températures étudiées. Des premières identifications à 650°C ont montré que, dans l'expression de l'écrouissage isotrope, le terme relatif aux interactions entre systèmes de glissement est petit par rapport au  $r_0$ , notamment par une valeur faible du coefficient  $Q$ . En s'appuyant sur les simulations d'écrouissage latent présentées en annexe A.5 avec le premier jeu de coefficients obtenu à 650°C, et en supposant que les interactions entre systèmes sont négligeables (paragraphe III.3.1.6), la matrice d'interaction se réduit à une matrice unité (tableau III.8) constante avec la température. Dans le souci de simplifier le jeu final de coefficients, on propose finalement de négliger en fait le terme d'écrouissage latent en imposant  $Q = 0$ .

	$c_{11}(\text{GPa})$	$c_{12}(\text{GPa})$	$c_{44}(\text{GPa})$
20°C	296	204	125
650°C	244	170	104
950°C	261	198	95
1100°C	160	131	86

Tableau III.6 : Coefficients d'élasticité cubique de l'AM1.

Systèmes	c(MPa)	d	$\phi$	$r_0$ (MPa)	Q(MPa)	b	$x_0$ (MPa)	k(MPa,s)	n
Octaédriques	73400	3270	1	245	0	0	24	90	15
Cubiques	186800	566	1	377	0	0	-6	90	15

Tableau III.7a : Coefficients inélastiques de l'AM1 à 20°C.

Systèmes	c(MPa)	d	$\phi$	$r_0$ (MPa)	Q(MPa)	b	$x_0$ (MPa)	k(MPa,s)	n
Octaédriques	3331000	16300	1	204	0	0	24	90	15
Cubiques	500500	2120	1	170	0	0	-6	90	15

Tableau III.7b : Coefficients inélastiques de l'AM1 à 650°C.

Systèmes	c(MPa)	d	$\phi$	$r_0$ (MPa)	Q(MPa)	b	$x_0$ (MPa)	k(MPa,s)	n
Octaédriques	215600	1960	1	69	0	0	-4	517	5
Cubiques	90500	1130	1	47	0	0	0	707	5

Tableau III.7c : Coefficients inélastiques de l'AM1 à 950°C.

Systèmes	c(MPa)	d	$\phi$	$r_0$ (MPa)	Q(MPa)	b	$x_0$ (MPa)	k(MPa,s)	n
Octaédriques	99600	1630	1	29	0	0	0	431	4,3
Cubiques	39900	850	1	47	0	0	0	359	4,3

Tableau III.7d : Coefficients inélastiques de l'AM1 à 1100°C.

Systèmes	auto- écrouissage	coplanaires	autres	cubiques/octa
Octaédriques	$h_1=1$	$h_2=0$	$h_3=h_4=h_5=h_6=0$	$h_9=0$
Cubiques	$h_1=1$	$h_7=0$	$h_8=0$	

Tableau III.8 : Coefficients de la matrice d'interaction pour toutes les températures.

### III.4.3. SIMULATIONS RÉALISÉES SUR DES ORIENTATIONS PROCHES DE [001] ET [111].

#### III.4.3.1. Réponse mécanique.

La première comparaison entre les résultats expérimentaux et simulés est effectuée sur la réponse mécanique. Les boucles illustrant la contrainte en fonction de la déformation totale aux quatre températures d'identification 20°C, 650°C, 950°C et 1100°C sont présentées pour chaque orientation. On propose de présenter des résultats qui illustrent les caractéristiques expérimentales évoquées lors de la description des expériences, à savoir l'influence de la température, l'anisotropie, l'effet de la vitesse de sollicitation et celui d'un temps de maintien.

Que ce soit pour l'orientation proche de [001] (figure III.5) ou [111] (figure III.6), l'influence de la température est très bien représentée; la comparaison des deux figures montre bien les comportements différents des deux orientations [001] et [111] en matière d'écrouissage à une température donnée.

On présente les cycles obtenus à plusieurs vitesses de déformation sur l'éprouvette orientée selon [111] dans la mesure où l'effet est le plus marqué. Les résultats reportés en figure III.7, qui concernent la température de 950°C, sont satisfaisants. On obtient les mêmes corrélations sur les cycles pour les éprouvettes d'orientation proche de [001], et également pour les essais cycliques réalisés à 1100°C.

La simulation de l'ensemble de la base expérimentale est résumée par la courbe d'écrouissage cyclique, montrant l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique, à plusieurs températures, plusieurs vitesses de sollicitation et pour les deux orientations [001] et [111] (figures III.8a et III.8b). Compte tenu du problème des instabilités de déformation évoqué à 20°C pour cette orientation, le 5<sup>ème</sup> cycle est pris en compte pour esquisser une courbe d'écrouissage cyclique expérimentale. Pour les autres températures, il s'agit du cycle expérimental stabilisé.

Les différences de comportement en relaxation cyclique entre les orientations [001] et [111] sont très bien représentées par la simulation comme le montre la figure III.9. La description de la viscosité assure la bonne corrélation entre l'expérience et la simulation également pour d'autres vitesses de mise en charge. Des résultats similaires sont obtenus pour des sollicitations à 1100°C.

### III.4.3.2. Comparaison des systèmes activés.

Le point le plus intéressant de la modélisation cristallographique porte sur la donnée des modes de déformation inélastique, notamment les systèmes de glissement activés lors du cyclage. Les plans de glissement identifiés dans la partie expérimentale, ainsi que les directions, chaque fois possible, sont comparés aux systèmes activés lors des simulations isothermes sur les éprouvettes orientées selon [001] et [111], à la fin du chargement, qui correspond à trois cycles. Les tableaux III.9 à III.12 reportent les systèmes activés pour les quatre températures d'identification. Il ne s'agit pas d'une comparaison globale pour une orientation donnée ([001]) par exemple mais bien d'une comparaison par éprouvette. L'accord entre l'expérience et la simulation est remarquable.

Tableau III.9

#### AM1 20°C

Orientation	EXPERIENCE	SIMULATION
[001]	( $\bar{1}11$ ) multiple plusieurs directions dont [101]	( $\bar{1}11$ ) [101] (111) [ $\bar{1}01$ ]
[111]	(001) et (100) directions [ $1\bar{1}0$ ] et [ $0\bar{1}1$ ]	(001) [ $1\bar{1}0$ ] (100) [ $0\bar{1}1$ ]

Tableau III.9 : Les systèmes de glissement activés à 20°C obtenus expérimentalement et par la simulation, pour une éprouvette donnée par orientation; le glissement cubique est repéré en gras.

*AM1 650°C*

Orientation	EXPERIENCE	SIMULATION
[001]	(1 $\bar{1}$ 1) intense et (111) directions $[\bar{1}01]$ et $[0\bar{1}1]$ (par MET)	(1 $\bar{1}$ 1) [011] (111) [0 $\bar{1}$ 1]
[111]	(001) [110]	(001) [110]

Tableau III.10: Les systèmes de glissement activés à 650°C obtenus expérimentalement et par la simulation, pour une éprouvette donnée par orientation; le glissement cubique est repéré en gras.

*AM1 950°C*

Orientation	EXPERIENCE	SIMULATION
[001] <u>parfaitement</u> <u>orientée</u>	4 plans {111} dans plusieurs directions <011>	(111) [ $\bar{1}01$ ] (111) [0 $\bar{1}$ 1] (1 $\bar{1}$ 1) [ $\bar{1}01$ ] (1 $\bar{1}$ 1) [011] ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) [011] ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) [101] ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) [101] ( $\bar{1}\bar{1}$ 1) [0 $\bar{1}$ 1]
[111]	(001) direction [110]	(001) [110] et (100) [110]

Tableau III.11 : Les systèmes de glissement activés à 950°C obtenus expérimentalement et par la simulation, pour une éprouvette donnée par orientation; le glissement cubique est repéré en gras.

### III.4.3.3. Evolution des diverses contributions du modèle.

On dispose à la température de 950°C du maximum d'informations pour esquisser une étude de l'évolution des diverses contributions du modèle à la réponse macroscopique au cours du chargement. L'évolution de l'écroutissage isotrope  $r$ , de l'écroutissage cinématique  $x$  et de la viscosité  $\sigma_v$  est étudiée pour chaque système actif. On s'intéresse toujours aux monocristaux orientés selon [001] et [111], et on dépouille plus particulièrement  $r$ ,  $x$  et  $\sigma_v$  dans deux situations : le chargement de fatigue continue et le chargement comportant un temps de maintien en traction. Les résultats macroscopiques correspondants ont déjà été évoqués, en figure III.5 ([001] 950°C) et III.6 ([111] 950°C) pour le premier chargement, et en figure III.9 pour le second.

L'écroutissage isotrope est constant avec le temps pour une famille de systèmes donnée : il vaut 47 MPa pour le glissement cubique et 69 MPa pour le glissement octaédrique.

Pour la direction [001], il n'y a pratiquement pas de différences dans l'évolution de la contrainte visqueuse pour les différents systèmes activés ainsi que pour l'écroutissage cinématique (figure III.10). Le fait de relaxer la contrainte ne change ni le nombre de systèmes activés, ni les évolutions relatives des diverses contributions du modèle à la déformation viscoplastique macroscopique.

Les trois systèmes cubiques activés pour l'éprouvette X2515D orientée selon [111], à savoir E5, F2 et G2, sont présents aussi bien lors du cyclage pur que dans celui qui comporte un temps de maintien (figure III.11). On remarque toutefois que pendant le temps de relaxation, la contrainte visqueuse des systèmes F2 et G5 devient pratiquement nulle; ce phénomène n'existe pas pour l'évolution de l'écroutissage cinématique, où aucun système ne "s'arrête".

### III.4.4. PRÉVISIONS RÉALISÉES SUR DES ORIENTATIONS PROCHES DE [101] ET [213].

#### III.4.4.1. Réponse mécanique.

Des simulations sont effectuées avec les jeux de coefficients de l'AM1 à 650°C et 950°C sur des orientations proches de [101] et [213], correspondant exactement aux éprouvettes testées au chapitre II.

Pour les deux températures, la comparaison des cycles simulés avec l'expérience est satisfaisante (figure III.12). Les écarts qui subsistent entre la boucle expérimentale et la boucle simulée pour les éprouvettes orientées selon [213] et [101] peuvent s'expliquer par le problème des conditions de chargement évoqué à l'annexe A6. Les simulations sont effectuées en



supposant que l'élément de volume est soumis à un état de contrainte uniaxiale dans l'axe de l'éprouvette. On se souvient que cet état de contrainte laisse libres les rotations ( $\epsilon_{23}$  et  $\epsilon_{31}$ ) ce qui ne correspond pas exactement au chargement réel, mais cela constitue néanmoins l'hypothèse la plus réaliste, dans une éprouvette suffisamment longue.

#### III.4.4.2. Comparaison des systèmes activés.

D'un point de vue plus microscopique, les systèmes de glissement activés lors de la simulation sont ceux prévus par la loi de Schmid, en d'autres termes, sur trois cycles, il n'y a pas de nouveaux systèmes de glissement qui s'activent au cours du chargement. En dépouillant le glissement cumulé sur chaque système, on obtient les prévisions reportées dans le tableau III.12 pour 650°C. L'accord entre la simulation et l'expérience est remarquable.

#### AM1 650°C

Orientation	EXPERIENCE	SIMULATION
[101]	(010) et ( $\bar{1}\bar{1}$ ) directions [011] et [ $\bar{1}01$ ] (par MET)	(100) [110] et (001) [110] ( $\bar{1}\bar{1}$ ) [011]
[213]	( $\bar{1}\bar{1}$ ) multiple, (001) et (100) directions [011] et [110]	( $\bar{1}\bar{1}$ ) [011] (001) [110] et (100) [110]

Tableau III.12: Les systèmes de glissement activés à 650°C obtenus expérimentalement et par la simulation pour une éprouvette donnée; le glissement cubique est repéré en gras.

A 950°C, la simulation prévoit :

- pour l'éprouvette orientée selon [101] l'activation des quatre systèmes octaédriques B2 (système (111) [0 $\bar{1}$ 1]), B5 (système (111) [ $\bar{1}$ 10]), D1 (système ( $\bar{1}\bar{1}$ ) [011]) et D6 (système ( $\bar{1}\bar{1}$ ) [110]) avec une intensité de glissement identique. Par ailleurs, quatre systèmes cubiques ont été activés : E5 (système (001) [ $\bar{1}$ 10]), E6 (système (001) [110]), F1 (système (100) [011]) et F2 (système (100) [0 $\bar{1}$ 1]). L'intensité du glissement cumulé est équivalente sur les quatre systèmes cubiques.

- pour l'éprouvette orientée selon [213] l'activation de trois systèmes octaédriques B2 (système (111)  $[0\bar{1}1]$ ), D1 (système  $(\bar{1}11)$   $[011]$ ) et D6 (système  $(\bar{1}11)$   $[110]$ ). Par ailleurs, deux systèmes cubiques ont été activés : E6 (système (001)  $[110]$ ), et F2 (système (100)  $[0\bar{1}1]$ ).

#### III.4.3.3. Evolution des diverses contributions du modèle.

Dans la logique de l'étude des diverses contributions du modèle réalisée à 950°C sur des monocristaux orientés selon [001] et [111] (paragraphe III.4.3.3), l'évolution de  $x$  et  $\sigma_v$  en fonction du temps est reportée pour l'éprouvette orientée selon [101] (figure III.13) et [213] (figure III.14) toujours à 950°C. Ne possédant aucune information expérimentale, les systèmes activés considérés sont ceux prévus par la simulation.

Pour l'orientation [101], la viscosité des quatre systèmes cubiques activés est supérieure (le double) à celle calculée pour les systèmes octaédriques. Par contre, ce n'est pas le cas pour l'écroutissage cinématique, où un maximum est évalué pour les systèmes octaédriques D1, B2, D6 et B5.

On peut faire la même constatation sur les simulations présentées à la figure III.14 relatives à la direction [213] et souligner les similitudes de comportement entre les orientations [101] et [213].

*Les simulations isothermes présentées aux quatre températures d'identification 20°C, 650°C, 950°C et 1100°C sont en accord avec les résultats expérimentaux, notamment en ce qui concerne les systèmes activés. La similitude de comportement de l'AM1 sous sollicitations cycliques pures et avec un temps de maintien s'explique par les informations plus microscopiques présentées : l'évolution de l'écroutissage et de la contrainte visqueuse est identique dans les deux cas, ainsi que les systèmes actifs. Ces points sont très encourageants sur la capacité de prévision du modèle cristallographique présenté dans ce travail à des sollicitations plus complexes comme l'anisotherme.*



———— calcul

\*\*\*\*\* expérience

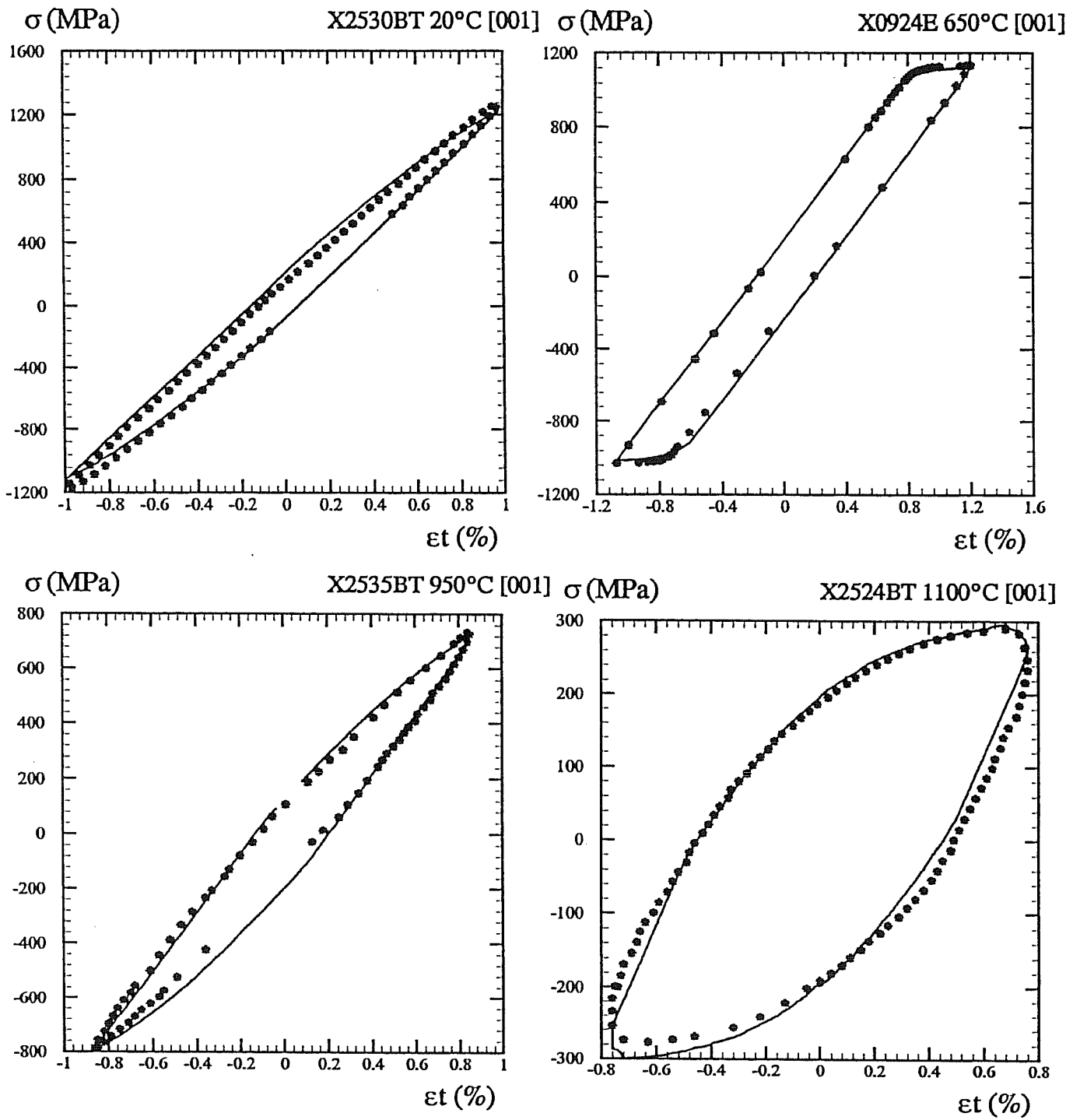


Figure III.5 : Comparaison des boucles simulées et expérimentales pour l'AM1 orienté selon [001] à différentes températures.

— calcul

\*\*\*\*\* expérience

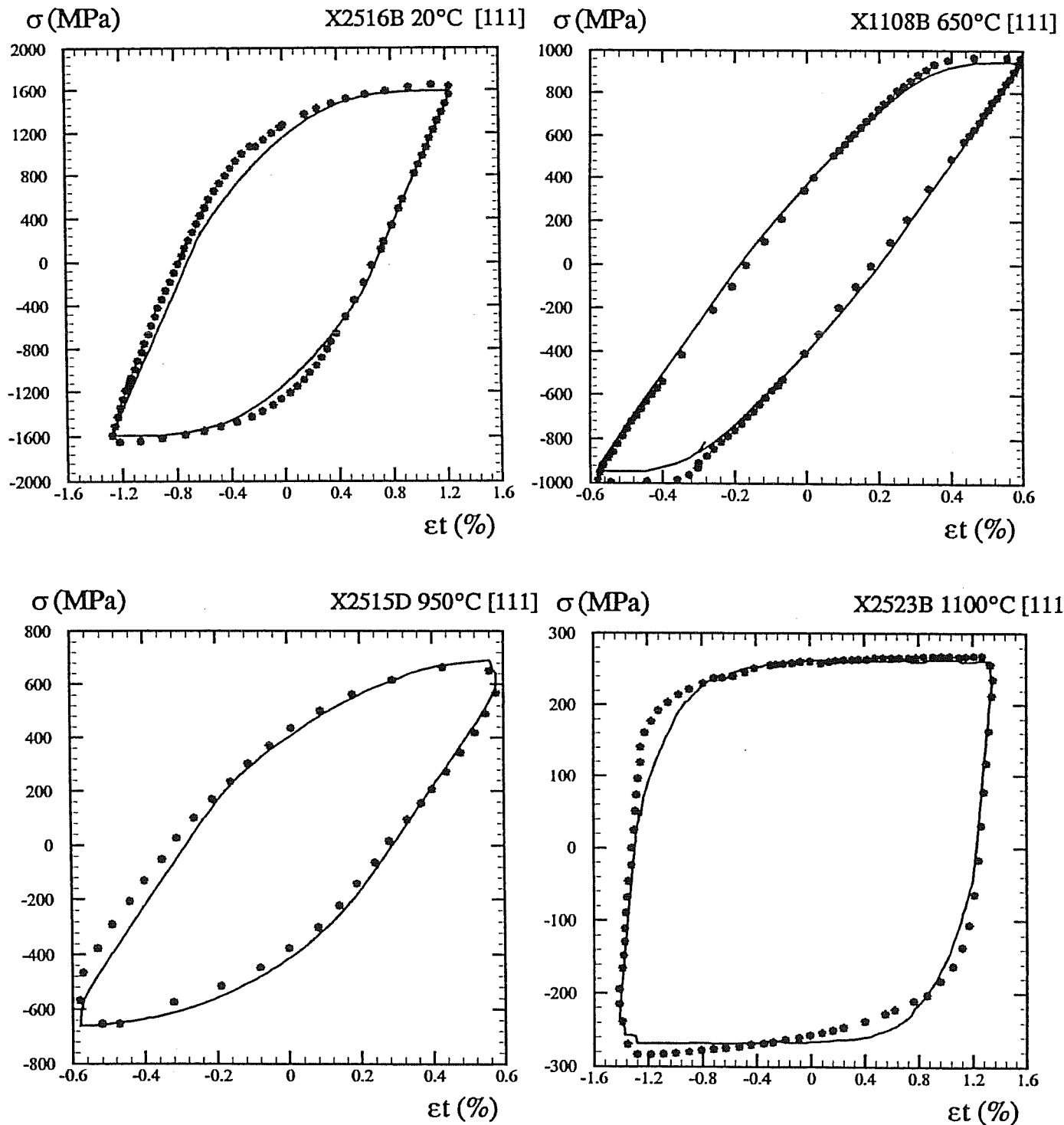


Figure III.6 : Comparaison des boucles simulées et expérimentales pour l'AM1 orienté selon [111] à différentes températures.

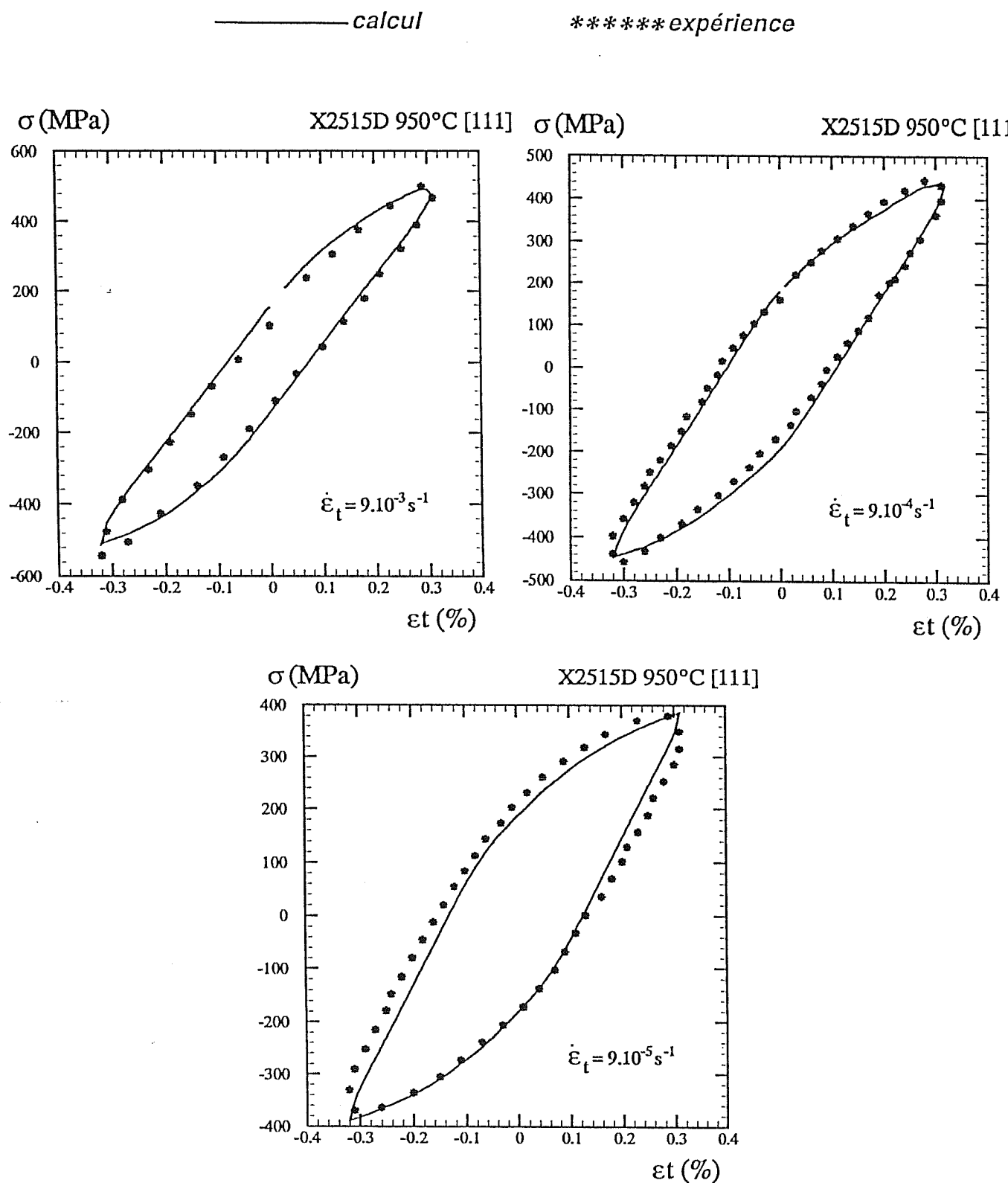


Figure III.7 : Influence de la vitesse de déformation sur les boucles simulées pour un monocristal orienté selon [111] testé à 950°C et comparaison avec l'expérience (X2515D).

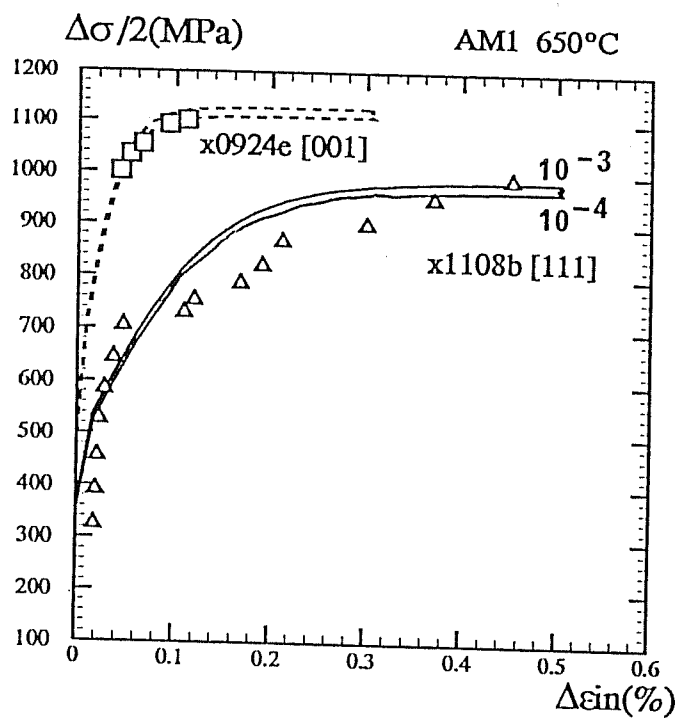
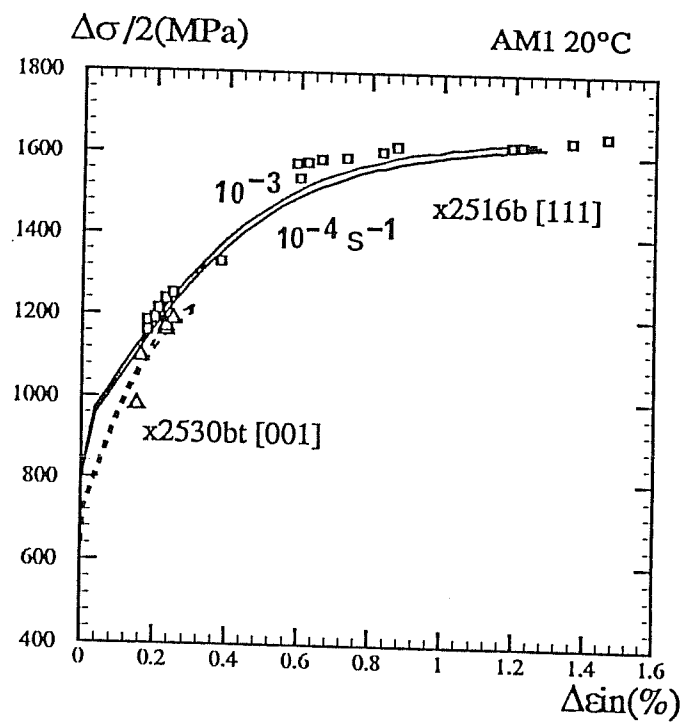


Figure III.8a : Simulations montrant la courbe d'écrouissage cyclique de l'AM1 à basse température pour les orientations [001] et [111], et comparaison avec l'expérience (en symboles).

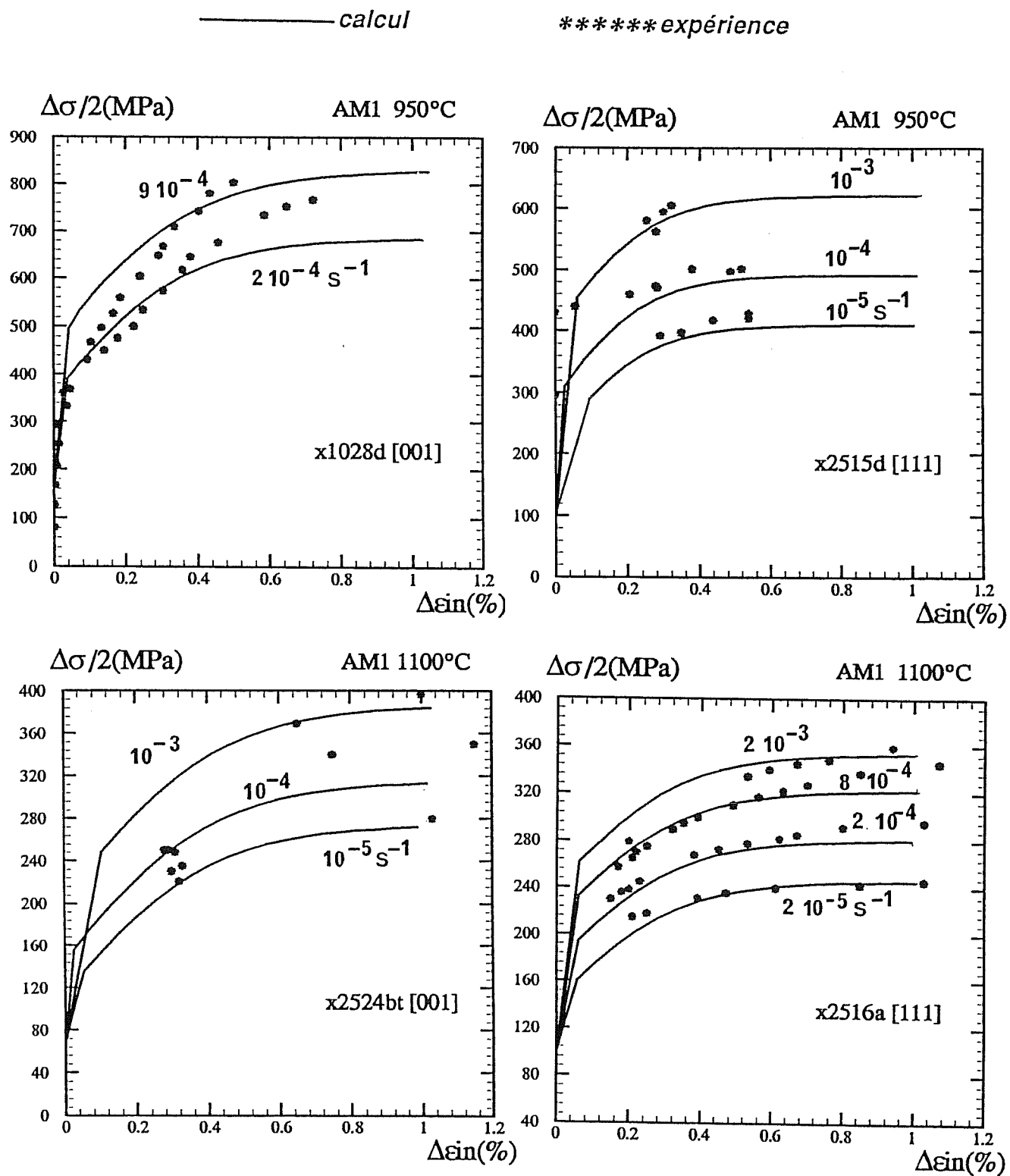


Figure III.8b : Simulations montrant la courbe d'écrouissage cyclique de l'AM1 à haute température pour les orientations [001] et [111], et comparaison avec l'expérience.



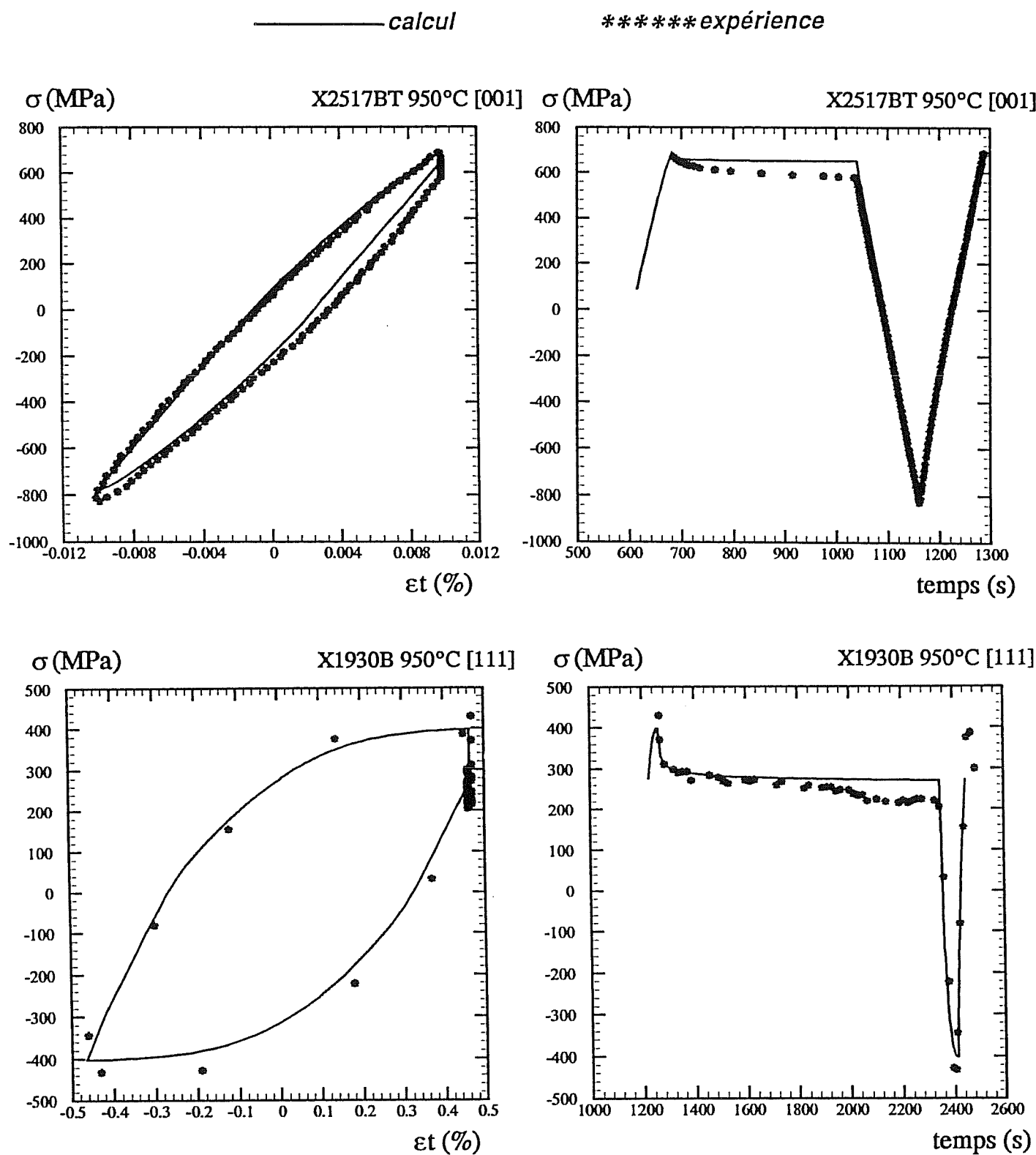


Figure III.9 : Influence d'un temps de maintien sur la boucle simulée pour un monocristal orienté selon [001] et [111] testé à 950°C et comparaison avec l'expérience (X2517BT et X2515D); la vitesse de déformation vaut  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

# AM1 [001]

*Cyclage continu*

*avec un temps de maintien*

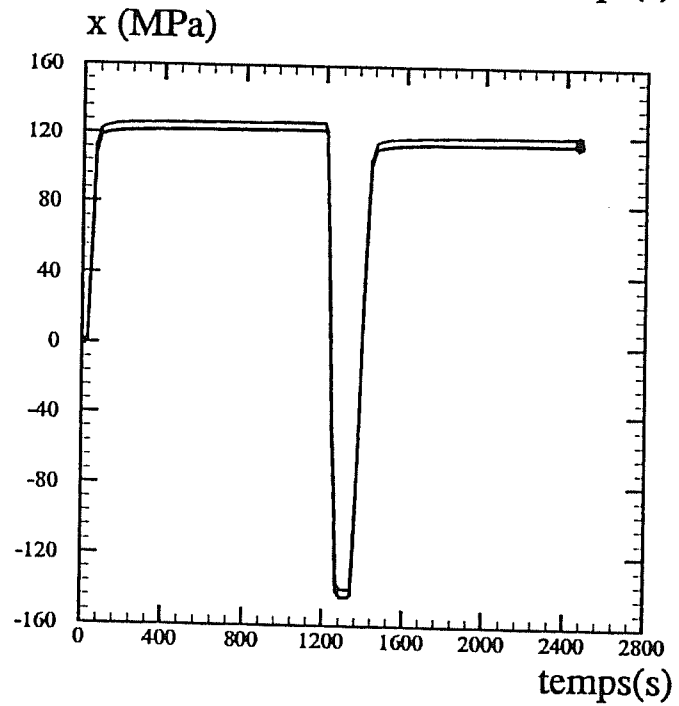
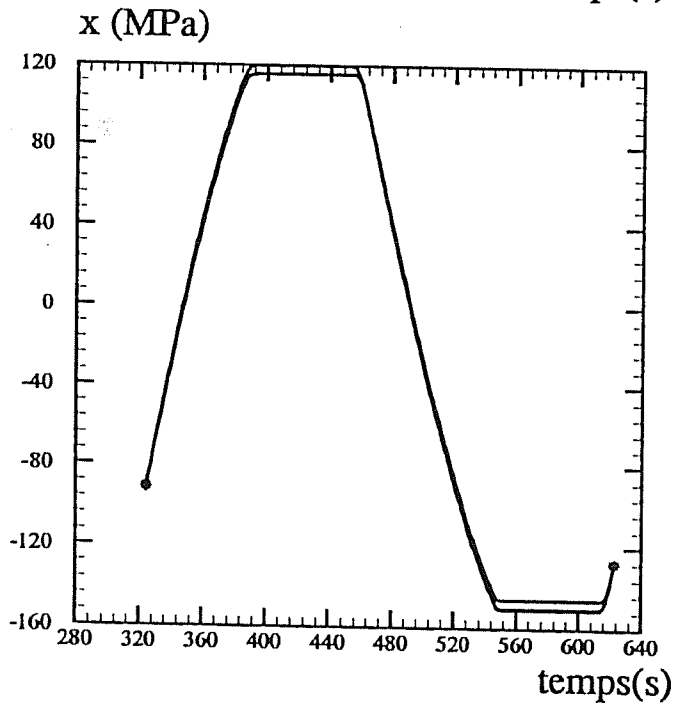
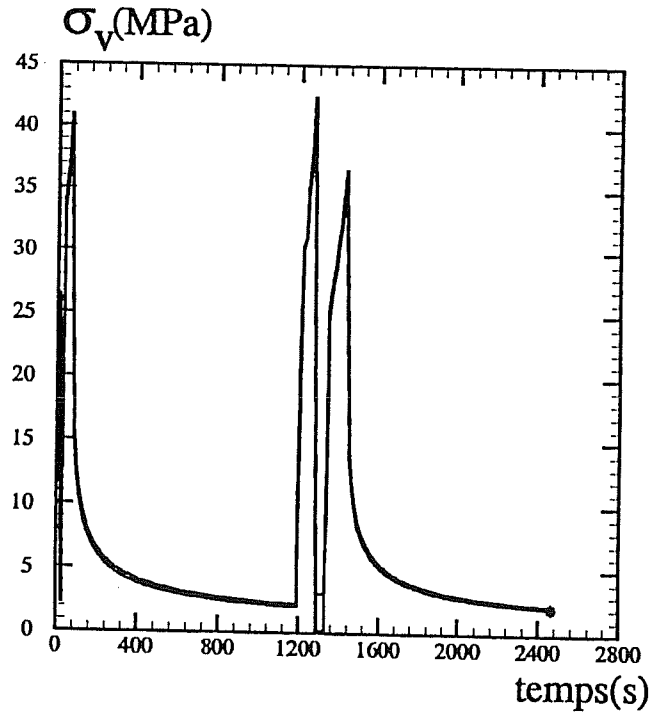
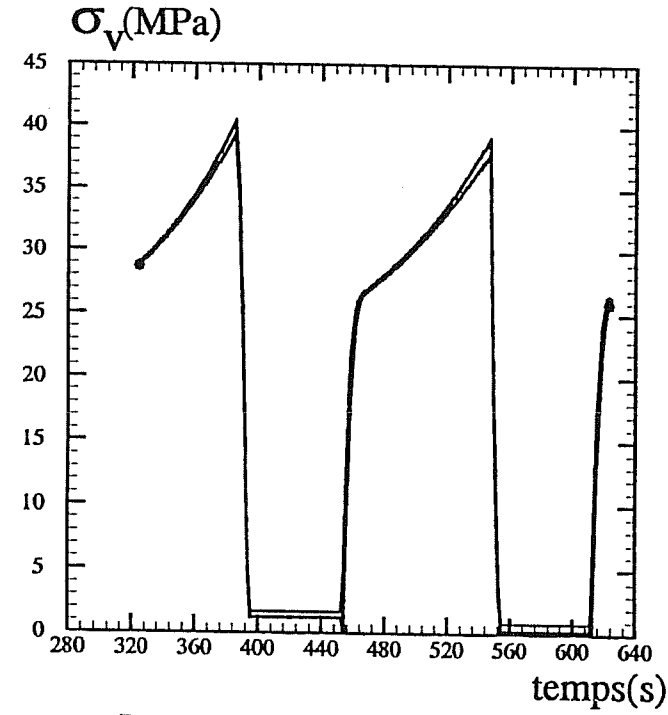


Figure III.10 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'érouissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [001] à 950°C.

**8 systèmes octaédriques dans les 4 cas :**  
**A3, B4, D1, B2 puis A2, C1, C3, D4.**

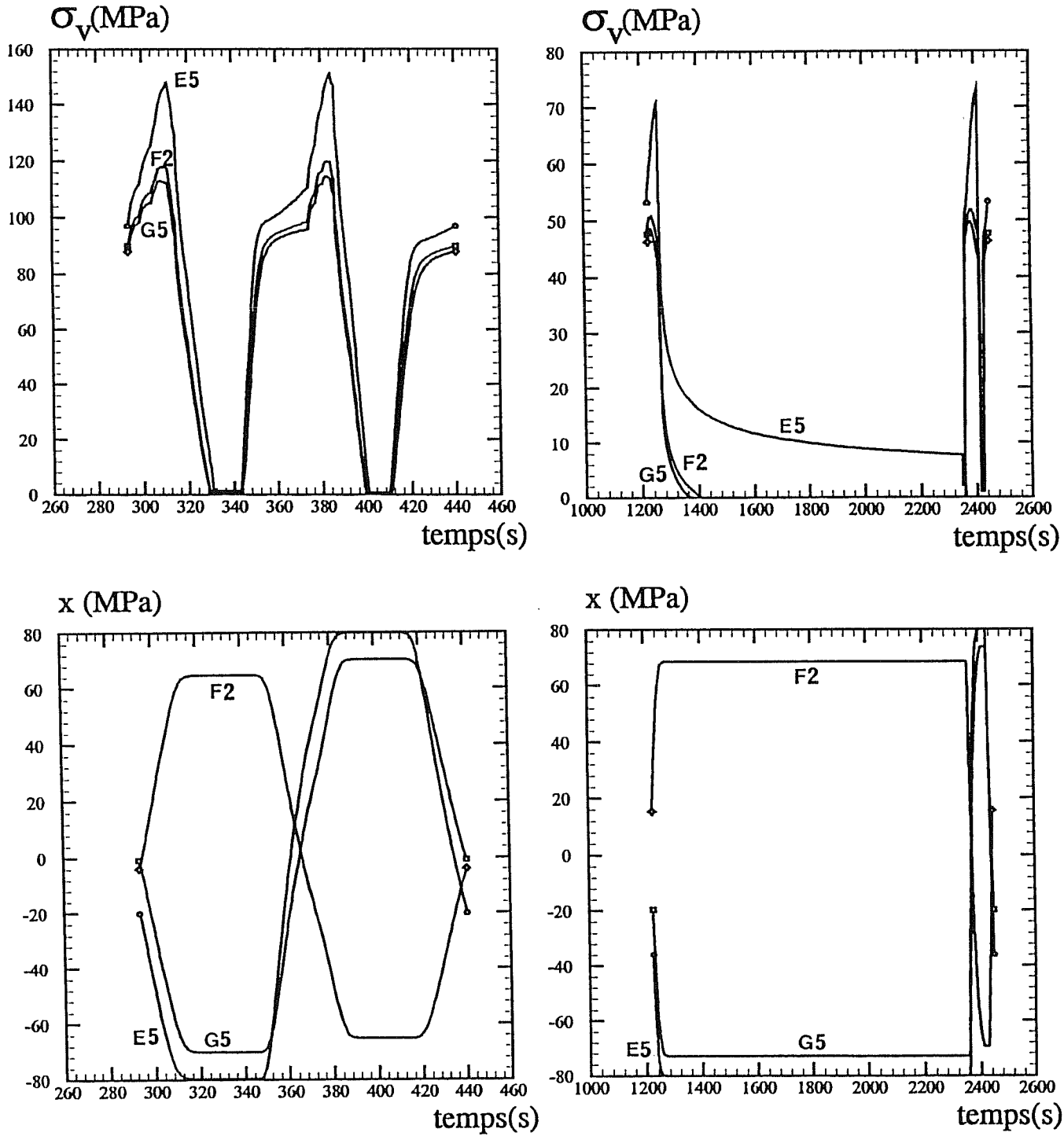
*Cyclage continu**avec un temps de maintien*

Figure III.11 : Evolution des diverses contributions du modèle , l'écroutissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [111] à 950°C.

— calcul

\*\*\*\*\*expérience

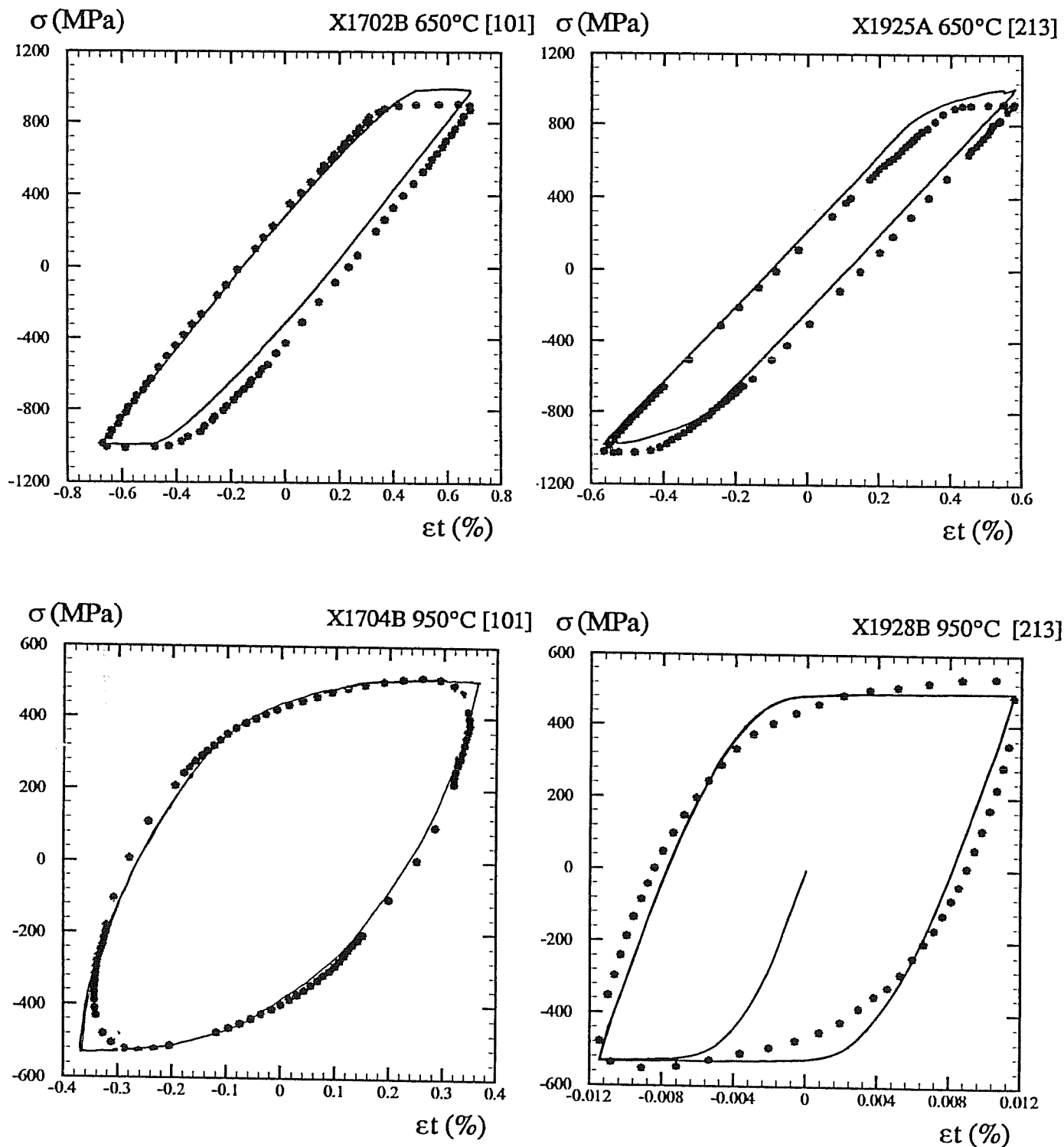


Figure III.12 : Prévisions simulées sur des monocristaux orientés selon [101] et [213] à 650°C et 950°C et comparaison avec l'expérience; la vitesse de déformation vaut  $9 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  pour les essais à 950°C.

— systèmes cubiques      - - - - - systèmes octaédriques

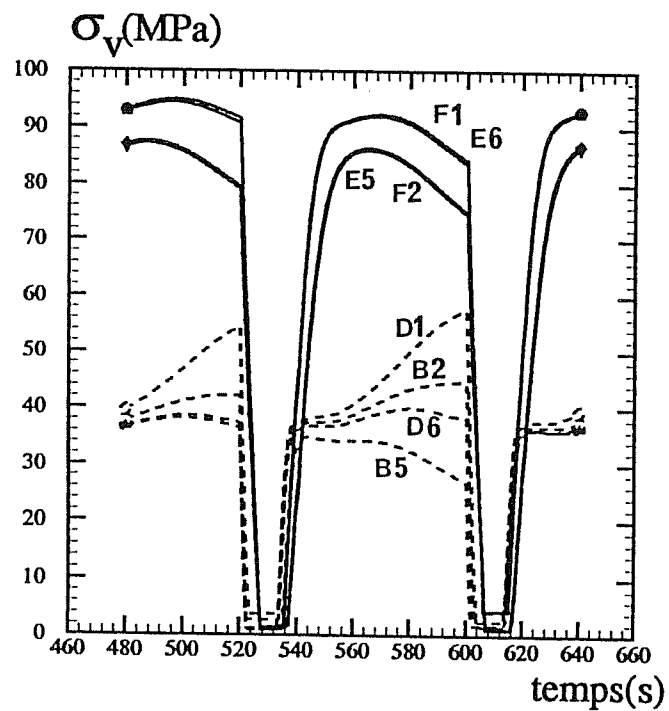
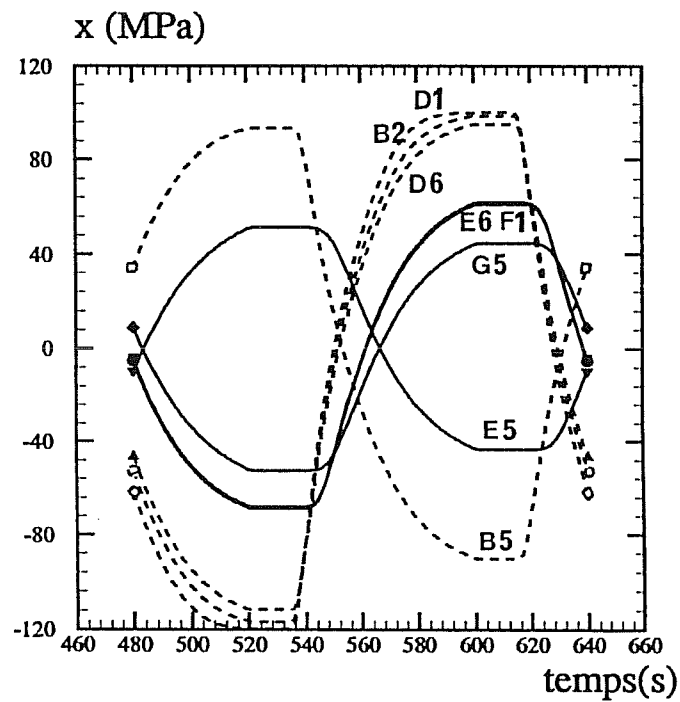


Figure III.13 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écroutissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [101] à 950°C .

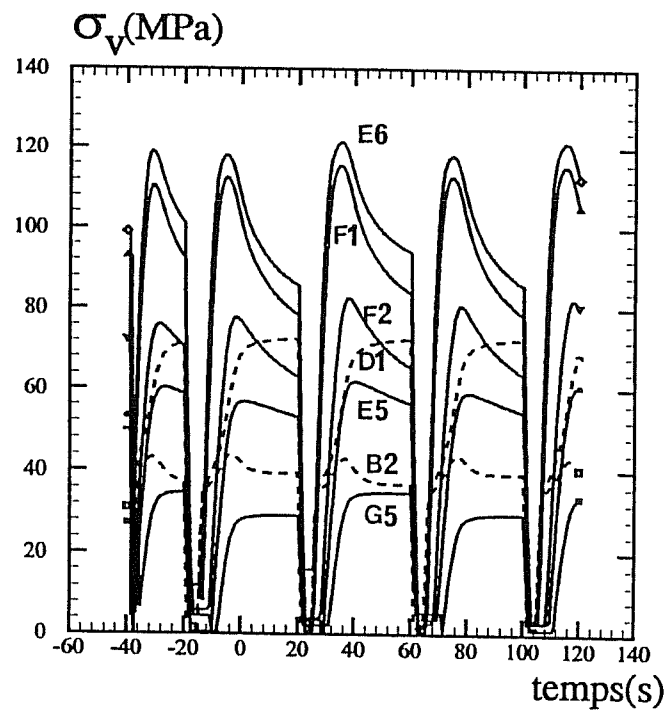
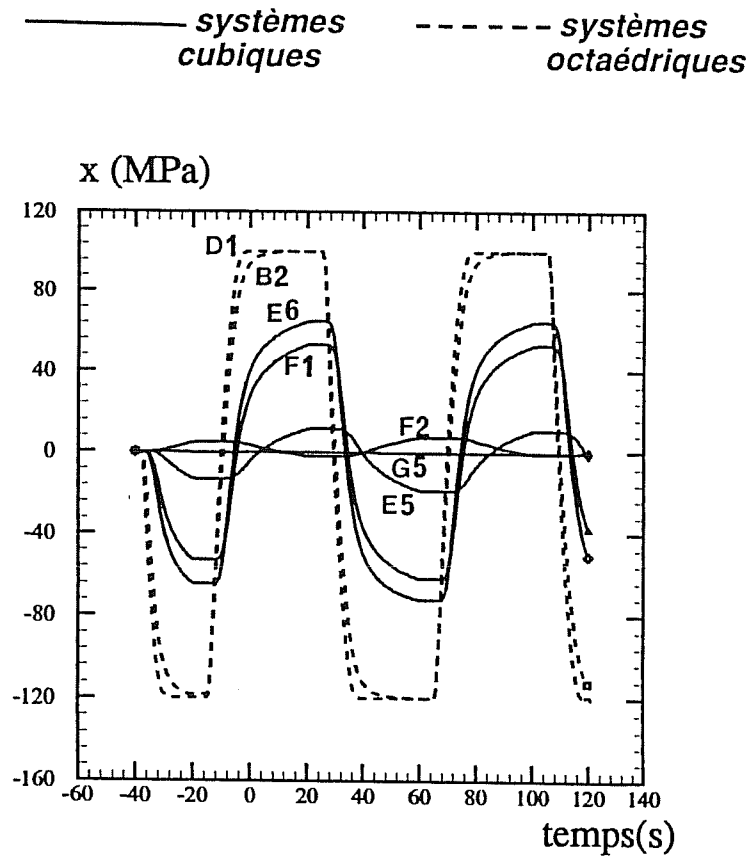


Figure III.14 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écrouissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [213] à 950°C.



*CHAPITRE IV*

*MODELISATION DU  
COMPORTEMENT  
ANISOTHERME  
DE L'AM1*





Afin de se rapprocher des conditions en services des pièces, l'essai de fatigue oligocyclique mécano-thermique, ou essai anisotherme, a été développé au Centre des Matériaux (Malpertu, 1987); il représente le comportement d'un élément de volume d'une aube de turboréacteur sollicitée en fatigue thermique. Au cycle de traction-compression se superpose un cyclage en température, dont une description est donnée au paragraphe IV.1.

Dans le chapitre III, à partir des essais cycliques réalisés sur l'AM1 sous sollicitations isothermes, il a été possible d'identifier un jeu complet de paramètres inélastiques pour la modélisation cristallographique utilisée dans cette étude, pour des températures comprises entre 20°C et 1100°C. Le lissage de ces coefficients en fonction de la température fait l'objet du paragraphe IV.2. Dans le paragraphe IV.3, on s'intéresse à l'évolution de certains paramètres en fonction de la température, comme notamment celle de la cission résolue critique sur les deux familles de systèmes de glissement considérées.

Des prévisions sont réalisées à partir de chargements anisothermes appliqués à des monocristaux d'AM1. Les calculs sont comparés à des expériences réalisées pour diverses orientations cristallographiques (Fleury, 1989) (paragraphe IV.4). La comparaison est effectuée au niveau de la réponse macroscopique et des systèmes de glissement activés; on discute ensuite la part respective des diverses contributions du modèle à la réponse mécanique (paragraphe IV.4.3).

## **IV.1. CHARGEMENT ANISOTHERME.**

La méthodologie expérimentale a été explicitée au chapitre I.4. On rappelle brièvement en figure IV.1 l'allure du chargement expérimental imposé. La vitesse de déformation est fixée par la durée d'un cycle, soit 3 min 30 s, et correspond environ à  $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Le cyclage démarre en compression et la déformation mécanique est minimale à 950°C; à 1100°C, la déformation mécanique imposée est nulle. Le pic de traction, où la déformation mécanique imposée est maximale, se situe à une température de 700°C.

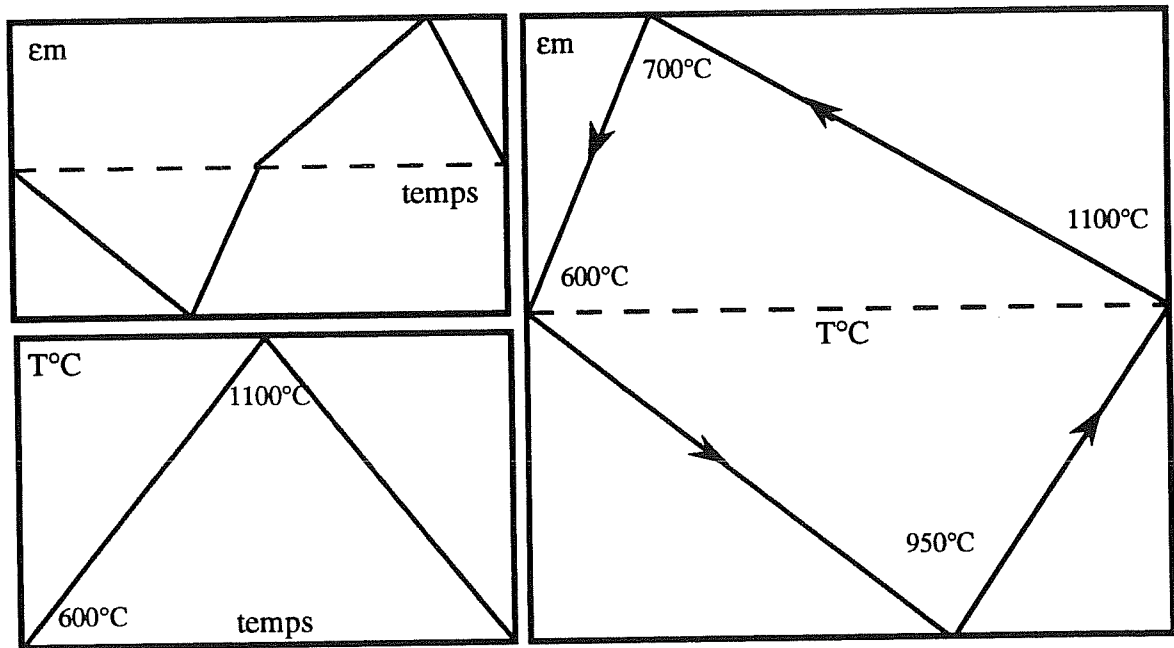


Figure IV.1 : Chargement mécano-thermique imposé lors des simulations anisothermes.

## IV.2. LISSAGE DES COEFFICIENTS AVEC LA TEMPÉRATURE.

La difficulté du lissage des coefficients réside dans le choix des fonctions d'interpolation entre les températures d'identification. Dans un premier temps, des données sur l'AM1 provenant de SNECMA (De Bussac et al, 1992) ont permis d'obtenir des jeux de coefficients en isotherme à d'autres températures que celles étudiées ici; le jeu complet est détaillé à l'annexe A7 ainsi que des vérifications isothermes à toutes les températures. Avec dix températures d'identification, il s'est avéré qu'une fonction d'interpolation linéaire par morceaux suffit pour représenter la réponse de l'AM1 sous sollicitations mécano-thermiques. La qualité du lissage est testée d'une part en comparant les simulations anisothermes aux boucles expérimentales (présentées au paragraphe IV.2) et d'autre part par la représentation de la limite d'élasticité  $R_{0,2}$  calculée par le modèle. La figure IV.2 présente l'évolution de la limite d'élasticité macroscopique  $R_{0,2}$  en fonction de la température pour les deux orientations cristallographiques [001] et [111]; des points expérimentaux issus d'essais monotones et cycliques sur l'AM1 sont également représentés. Malgré l'irrégularité constatée à forte vitesse de déformation, une bonne corrélation est observée.

### IV.3. EVOLUTION DES COEFFICIENTS AVEC LA TEMPÉRATURE.

#### IV.3.1. EVOLUTION DES CISIONS RÉSOLUES CRITIQUES.

On trace l'évolution de l'écrouissage isotrope, qui correspond à la cission résolue critique, en fonction de la température pour l'AM1 dans les deux cas de glissement pris en compte dans la modélisation (figure IV.3). La cission résolue critique décroît avec la température; les valeurs obtenues pour le glissement octaédrique et cubique sont relativement proches à haute température alors qu'elles diffèrent à basse température. A 20°C, la cission résolue critique pour le glissement octaédrique est plus faible que pour le glissement cubique, alors que cette tendance s'inverse à 650°C; ne possédant pas d'indications sur le comportement de l'AM1 à une température intermédiaire, une interpolation linéaire, telle qu'elle est réalisée pour les simulations anisothermes présentées dans la suite de ce chapitre donne la température de 550°C où les cissions sont numériquement égales. Un lissage parabolique donnerait plutôt la température de 600°C. Si on regarde l'évolution de la cission résolue critique pour le glissement cubique obtenues sur la phase  $\gamma'$  pure dans la littérature (annexe A1), une décroissance est observée avec la température à partir d'une certaine valeur : cette valeur dépend de l'alliage considéré et pour la phase  $\gamma'$  de CMSX2, la cission résolue critique décroît tout le temps avec la température dès 20°C; ces résultats sont tout à fait cohérents avec ceux de cette étude obtenus par la simulation. En ce qui concerne les valeurs atteintes, pour le glissement cubique, la cission résolue critique atteint 377 MPa à 20°C contre seulement 245 MPa pour le glissement octaédrique : jusqu'à 550°C, le glissement octaédrique reste le plus facile, sauf pour les orientations comme [111] qui possèdent des facteurs de Schmid pour le glissement cubique très favorables. On trouve en fait avec la simulation une caractéristique essentielle de l'AM1 : pour des orientations comme [001] ou [111], il n'y a pas de changement dans la nature (octaédrique ou cubique) des systèmes activés de 20°C à 1150°C.

#### IV.3.2. EVOLUTION DE L'ÉCROUISSAGE CINÉMATIQUE.

L'écrouissage cinématique est défini par la donnée des coefficients  $c_I$  et  $d_I$ . Si on regarde l'évolution de  $d_I$  seul en fonction de la température (figure IV.4), qui représente le module plastique initial de l'écrouissage, les valeurs relatives au glissement octaédrique sont plus élevées que pour le glissement cubique; le calcul de  $\frac{c_I}{d_I}$  en fonction de la température donne une évolution de la valeur asymptotique de l'écrouissage cinématique (figure IV.4). La valeur de

$\frac{C_I}{d_I}$  décroît avec la température pour les deux familles de systèmes de glissement. A 20°C, ce paramètre vaut 225 MPa pour le glissement octaédrique contre 330 MPa pour le glissement cubique alors qu'à plus haute température, l'écart se réduit; surtout, dès 700°C environ, les valeurs calculées pour le glissement cubique deviennent plus faibles que pour le glissement octaédrique. Cela signifie que l'écrouissage cinématique à basse température est plus important pour une direction [111], qui se déforme par glissement cubique, alors qu'à partir de 700°C, la part d'écrouissage cinématique dans la réponse mécanique devient pratiquement la même pour les deux types de glissement. Si on se reporte à l'étude du comportement expérimental de l'AM1 (chapitre II), on retrouve une caractéristique de l'anisotropie : l'allure des boucles "carrées" à 650°C pour des monocristaux orientés selon [001] se modélise bien par un écrouissage isotrope, alors que pour le comportement des éprouvettes orientées selon [111], c'est l'écrouissage cinématique qui intervient. Dès 950°C, toutes les directions testées présentent un comportement mécanique de nature cinématique.

#### IV.3.3. EVOLUTION DE LA VISCOSITÉ.

Les deux termes qui interviennent dans l'expression de la composante visqueuse sont  $n_I$  et  $K_I$ . Le coefficient  $n_I$  décroît avec la température pour atteindre la valeur de 4 à 1150°C (figure IV.5). L'action conjuguée de  $n_I$  et de  $K_I$  provoque une augmentation de la viscosité avec la température, pratiquement inexistante en-dessous de 800°C. Dans la mesure où le paramètre  $n_I$  est le même pour le glissement octaédrique ou cubique, les différences de comportement visqueux entre les directions [001] et [111] se retrouvent dans les évolutions différentes de  $K_I$  en fonction de la température (figure IV.5) : les valeurs sont plus élevées pour le glissement cubique que pour le glissement octaédrique.

## IV.4. PRÉVISIONS ANISOTHERMES.

On présente les simulations réalisées sur quatre orientations cristallographiques sollicitées en anisotherme; elles correspondent aux essais mécano-thermiques réalisés par Fleury (1991) sur les éprouvettes X0924A pour [001], X1096C et X1109A pour [111], X1706A pour [101] et X1933B pour [213]. L'axe de sollicitation de chaque éprouvette est repéré dans le triangle standard en figure IV.6. Compte tenu de la stabilisation rapide du comportement expérimental (Fleury, 1991), trois cycles sont réalisés dans le calcul. La durée d'un cycle est fixée, conformément à l'expérience, à 210 s.

### IV.4.1. RÉPONSE MÉCANIQUE.

La comparaison entre la simulation et l'expérience porte d'abord sur les cycles enregistrant la contrainte en fonction de la déformation mécanique imposée. La nature du cyclage imposé, qui présente un déphasage entre la température d'une part, et la déformation mécanique, induit une déformation inélastique importante lors de la compression à 950°C, suivie d'une traction pratiquement élastique lorsque la température décroît de 1100°C à 600°C. Le pic en température correspondant à la déformation mécanique maximale est de 700°C. Pour des amplitudes de déformation mécanique plus élevées, une plastification a lieu à 700°C. Cette allure se retrouve pour les quatre orientations; quelle que soit l'orientation considérée, la simulation s'avère être excellente pour décrire les boucles expérimentales (figure IV.7). Pour la direction [111] par exemple, il s'agit de deux éprouvettes différentes et on voit combien il est essentiel de rentrer la désorientation vraie de chaque monocristal pour simuler correctement l'anisotropie. Avec ce cycle mécano-thermique, où les déformations extrêmes imposées sont à des températures intermédiaires, la contrainte minimale en compression ne correspond pas nécessairement à la valeur minimale de la déformation mécanique; c'est ce qui se produit sur les boucles montrant la contrainte en fonction de la déformation mécanique en figure IV.7 pour les orientations [101] et [111]. La comparaison des deux cycles sur [111] montre également le bon pouvoir prédictif du modèle pour différents niveaux de déformation, même si la plastification en traction du monocristal X1096C n'est pas très bien représentée (figure IV.7). C'est ce qui ressort aussi de la figure IV.8 où est représenté le comportement anisotherme de l'éprouvette orientée selon [213] à trois niveaux de déformation. Les caractéristiques du comportement anisotherme de l'AM1, développées en détails par Fleury (1991), sont correctement prévues par la modélisation :

-l'anisotropie inélastique de la réponse anisotherme : Fleury a montré l'allure très différente des boucles contrainte-déformation inélastique avec l'orientation. Pour [111] notamment, la forme des boucles est plus arrondie dans la partie haute

température en compression. Les monocristaux orientés selon [101] et [213] présentent un comportement intermédiaire entre les directions [001] et [111];

-une contrainte de traction supérieure à celle en compression, due à la non-symétrie du cycle déformation-température;

-**les différences de comportement entre un chargement isotherme et anisotherme** : pour la direction [001] et pour une même valeur de déformation mécanique imposée, la déformation inélastique résultante est plus élevée en sollicitation anisotherme qu'isotherme (à 950°C) pour une direction [001]. Ceci est lié à l'histoire de température, l'écoulement plastique étant plus facile à 1100°C, ce qui entraîne des déformations plastiques en compression "anormales" vis-à-vis des basses températures, et conduit à des contraintes additionnelles.

#### IV.4.2. COMPARAISON DES SYSTÈMES ACTIVÉS.

Dans l'expérience, des traces de glissement sont visibles sur le fût des éprouvettes testées et les informations sur les plans activés sont reportées dans le tableau IV.1 (Fleury 1991). La vitesse de déformation étant égale environ à  $2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , l'hétérogénéité de la déformation ne provient pas du passage à 950°C, observée plutôt à des vitesses plus basses de l'ordre de  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ , mais du passage à 650°C. L'oxydation provoquée par le passage à 1100°C masque les bandes de glissement créées à basse température et les identifications sont plus difficiles qu'en isotherme.

Les systèmes actifs prévus par la simulation, reportés dans le tableau IV.1, sont globalement en accord avec les données expérimentales, c'est à dire que l'éprouvette orientée selon [001] se déforme par glissement octaédrique dans les deux cas et la direction [111] par glissement cubique; la simulation prévoit, de plus, l'activation des glissements octaédriques et cubiques pour des orientations proches de [101] et [213].

**AM1 ANISOTHERME**

Orientation	nom de l'éprouvette	EXPERIENCE	SIMULATION
[001]	X0924A	2 plans {111}	(111) $\bar{1}$ 01] (111) 0 $\bar{1}$ 1] (1 $\bar{1}$ 1) 011] ( $\bar{1}$ 11) 101] puis (1 $\bar{1}$ 1) $\bar{1}$ 01] ( $\bar{1}$ 11) 0 $\bar{1}$ 1] ( $\bar{1}$ 11) 101] ( $\bar{1}$ 11) 011]
[111]	X1096C	{001} multiple	(001) [110] (100) [011] (010) [101]
[101]	X1706A	glissement multiple	(1 $\bar{1}$ 1) $\bar{1}$ 01] (1 $\bar{1}$ 1) [110] ( $\bar{1}$ 11) $\bar{1}$ 10] ( $\bar{1}$ 11) 101] (001) $\bar{1}$ 10] (001) [110] (010) $\bar{1}$ 01] (010) [101]
[213]	X1933B	un plan {001} plusieurs traces de glissement	(111)[011] (111) [011] (111)[110] (001)[110] (100) [011] (010)[101]

**Tableau IV.1 : Les systèmes de glissement activés lors d'un chargement mécano-thermique obtenus expérimentalement et par la simulation; le glissement cubique est repéré en gras.**

La nature des systèmes activés est identique à ce qui a été obtenu sous sollicitations isothermes (paragraphe III.4.3).

On s'intéresse maintenant à l'activation des systèmes de glissement au cours du chargement mécano-thermique; l'intensité de glissement cumulé est représentée en fonction du temps au cours des trois cycles imposés à la figure IV.9. On ne considère, pour chaque éprouvette, que les systèmes de glissement activés (dont le glissement cumulé est supérieur à 10% du glissement cumulé maximum). Le cycle mécano-thermique imposé est rappelé sur chaque figure en donnant l'évolution de la température d'une part, et de la déformation mécanique d'autre part, en fonction du temps. Seul le premier cycle est représenté.

Le cas de la déformation du monocristal orienté selon [001] est relativement simple : le glissement cumulé des quatre systèmes octaédriques B4, B2, D1 et A3 est identique ainsi que celui des systèmes D4, A2, C1 et C3. De plus, ce sont exactement les mêmes systèmes de glissement activés que ceux obtenus à 950°C sur une direction [001] également (figure III.10 ). Au cours du cycle (de 0 à 210 s), le glissement cumulé croît avec le temps jusqu'à 950°C (75 s) où la



déformation mécanique imposée atteint sa valeur minimale; après un petit palier (75 s à 90 s), l'évolution se poursuit jusqu'à 1100°C (105 s) où s'amorce un second palier, qui correspond à la traction élastique, jusqu'à la fin du cycle. Au cours des deux autres cycles se reproduit exactement la même évolution.

On retrouve le même genre de courbes pour le monocristal orienté selon [101] (figure IV.9). De plus il y a peu de différences dans l'allure des courbes entre le glissement octaédrique (D4, D6, C3 et C1) et le glissement cubique (E5, E6, G4 et G5). Il en est de même pour la direction [213] où le glissement cubique (E6, F1 et G5) est nettement plus important que le glissement octaédrique (D1, D6 et B2).

L'évolution du glissement cumulé en fonction du temps pour l'orientation [111] (à 1,4% de déformation mécanique imposée) est très différente des autres. La figure IV.9 reporte cette évolution pour les trois systèmes cubiques activés E6, F1 et G5 majoritaires, ainsi que pour un système de glissement octaédrique. L'allure des courbes dépend du système considéré, c'est à dire de l'amplitude de glissement atteinte : l'évolution du glissement cumulé pour les systèmes F1 et G5 présente un léger plateau correspondant à la traction élastique (105 s à 210 s), alors que pour le système E6, on n'observe pratiquement plus de plateau; en fait, le monocristal continue à se déformer plastiquement durant la phase de traction (de 105 s à 210 s sur le premier cycle) et le glissement cumulé augmente tout au long du cyclage.

Pour les quatre orientations étudiées, il n'y a pas de nouveaux systèmes de glissement qui s'activent au cours du chargement anisotherme.

#### IV.4.3. EVOLUTION DES DIVERSES CONTRIBUTIONS DU MODÈLE.

La façon dont interviennent les différents systèmes de glissement au cours du chargement mécano-thermique est analysée. On s'intéresse d'abord à l'évolution de l'écrouissage isotrope qui, rappelons-le, est toujours monotone croissant sous chargement isotherme. Ce n'est plus le cas lorsque la température varie (figure IV.10); on retrouve une évolution identique à chaque cycle -la durée d'un cycle est 210 s-, qui dépend du type de glissement activé, octaédrique ou cubique.

L'évolution de l'écrouissage cinématique et de la contrainte visqueuse dépend de l'orientation cristallographique: pour l'orientation [001], la contrainte visqueuse devient de plus en plus importante au fur et à mesure que la température croît à partir de 950°C. L'écrouissage cinématique, au contraire, monte jusqu'à 460 MPa de 1100°C à 600°C (105 s à 210 s), si bien que la réponse mécanique en traction est pratiquement élastique.

On retrouve les mêmes caractéristiques pour d'autres orientations comme [111] (figure IV.12) [101] (figure IV.13) et [213] (figure IV.14). Un fait nouveau apparaît sur les courbes montrant l'écrouissage cinématique en fonction du temps : pour les directions [101] et [213] où les deux familles de systèmes coexistent, les valeurs pour le glissement octaédrique dépassent largement celles du glissement cubique dans la partie en traction (105 s à 210 s) (environ 30%).

Si on regarde simultanément le cyclage en température et l'évolution de la composante cinématique, le glissement octaédrique prédomine à basse température; ce point s'explique en comparant les cissions résolues critiques : on a montré au paragraphe IV.3 que la déformation selon le glissement octaédrique est plus facile à froid, car la cission résolue critique pour le glissement octaédrique est inférieure à celle obtenue pour le glissement cubique. Ce phénomène ne se retrouve pas sur le glissement cumulé où, par exemple, sur la figure IV.9, le glissement cubique est majoritaire pour l'orientation [213]. Pour la direction [111], où le glissement cubique prédomine (figure IV.9), on enregistre néanmoins, à la figure IV.12, un écrouissage cinématique sur un système octaédrique non négligeable qui vient même à dépasser les autres dans une courte période du cycle (160 s à 210 s).

Ce dernier paragraphe illustre comment la modélisation cristallographique peut être utilisée pour interpréter le comportement de l'AM1 sous des sollicitations complexes, comme le chargement mécano-thermique, et servir aussi à faire des expériences numériques sur des conditions de chargement particulières. Les informations recueillies sur l'évolution de la contrainte visqueuse et des écrouissages isotrope et cinématique au cours du cyclage permet de mieux comprendre les modes de déformation qui opèrent lors du chargement mécano-thermique en termes de glissements activés.

*Le jeu complet de coefficients obtenu, valable de 20°C à 1150°C, a été validé par l'évolution de la limite d'élasticité à 0,2% en fonction de la température. Il permet de mieux comprendre le comportement de l'AM1, notamment par la donnée des cissions résolues critiques en fonction de la température pour le glissement octaédrique et cubique.*

*Malgré les différences de comportement mécanique entre un chargement isotherme et une sollicitation anisotherme, il s'avère que les systèmes activés lors d'une simulation mécano-thermique sont de même nature que ceux obtenus en isotherme sur toute la gamme de températures. Cela explique le pouvoir excellent de prévision de la modélisation cristallographique pour simuler un chargement anisotherme à partir de jeux de coefficients identifiés en isotherme. On constate de plus un nombre de systèmes activés plus important lors des simulations anisothermes.*

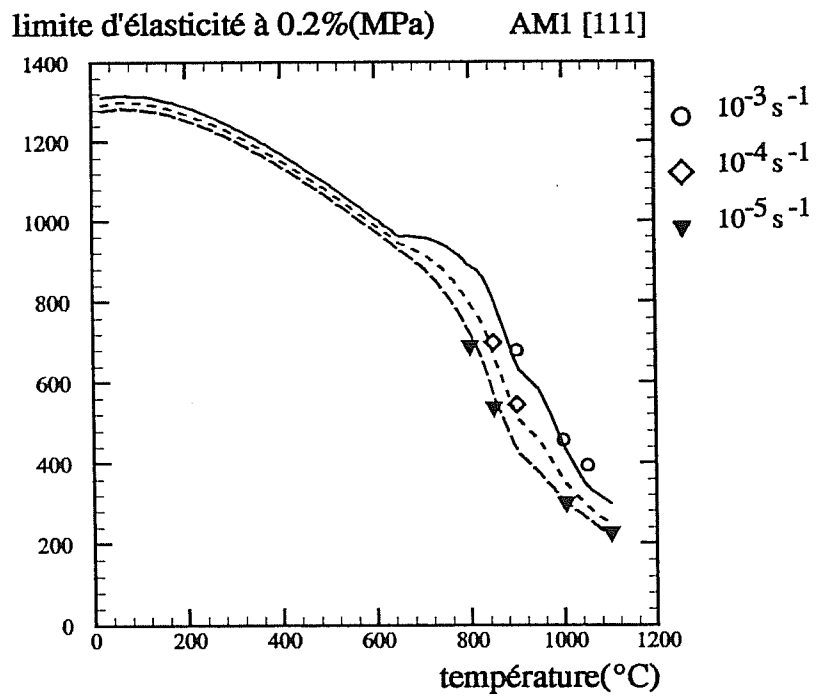
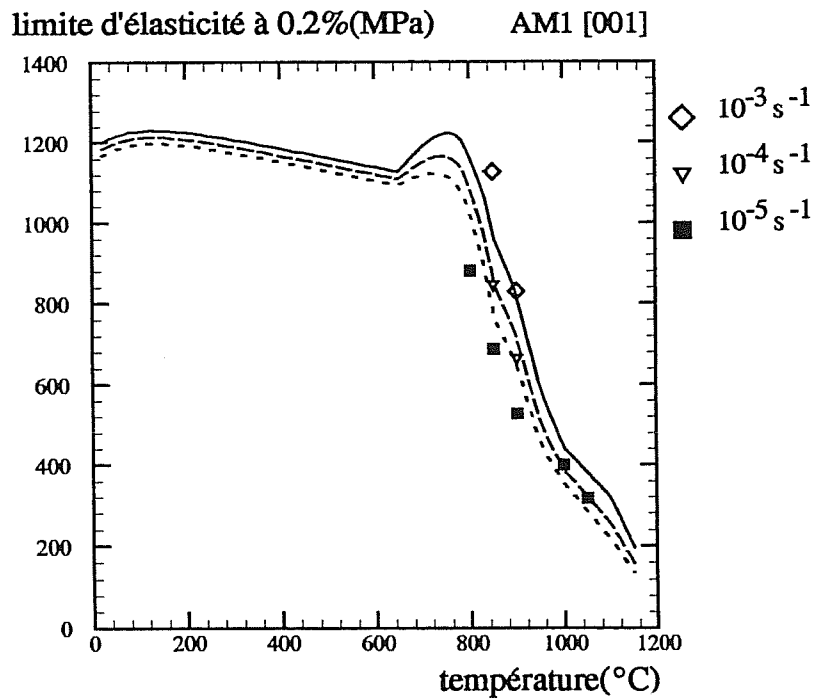


Figure IV.2 : Evolution de la limite d'élasticité simulée à 0,2% de déformation inélastique en fonction de la température pour les deux orientations [001] et [111] et comparaison avec l'expérience.

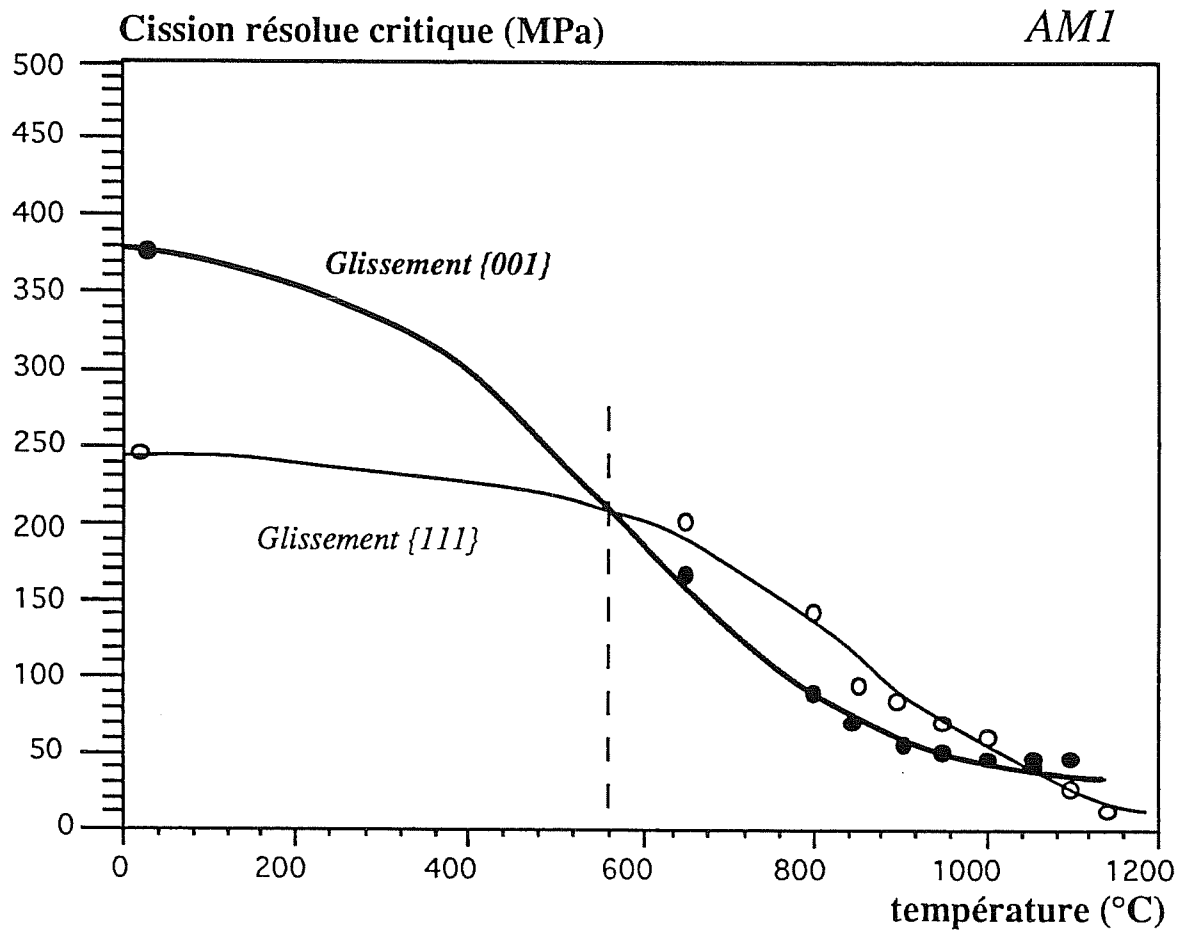


Figure IV. 3 : Evolution de la cission résolue critique simulée en fonction de la température pour les deux types de glissement.

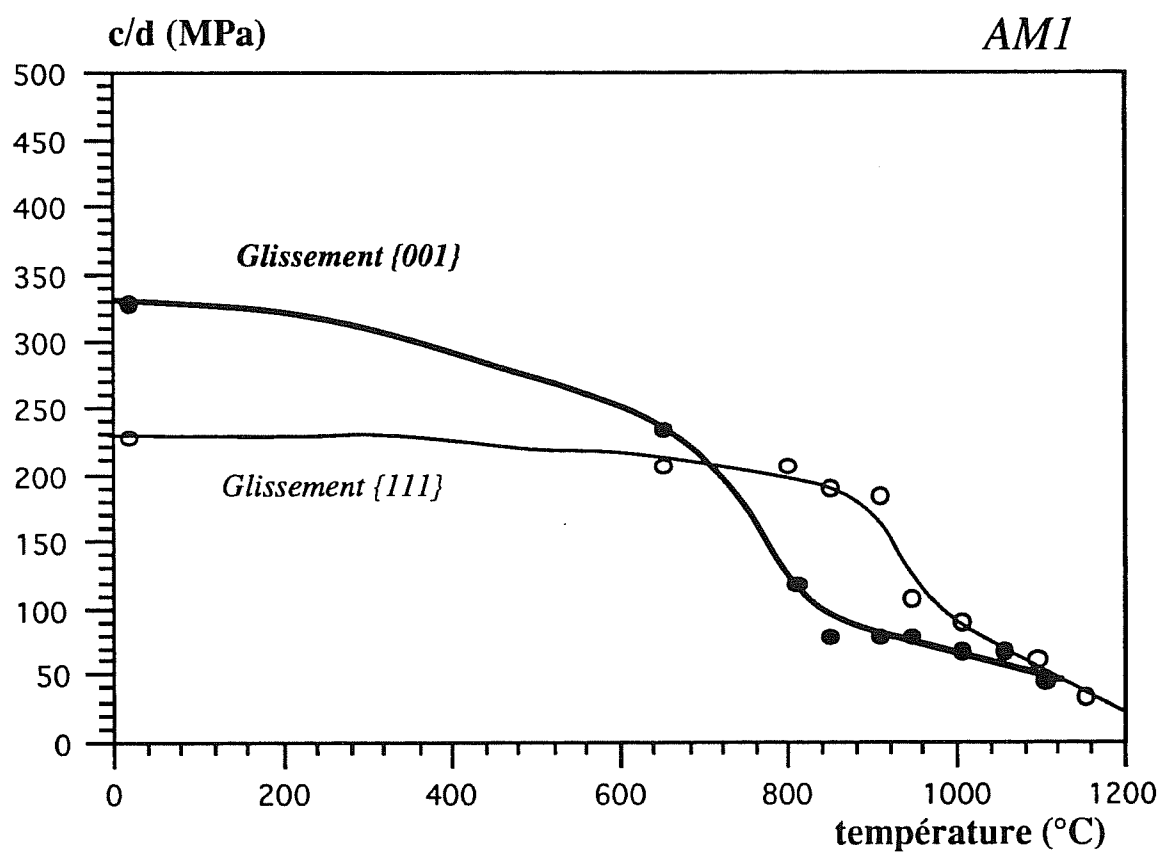
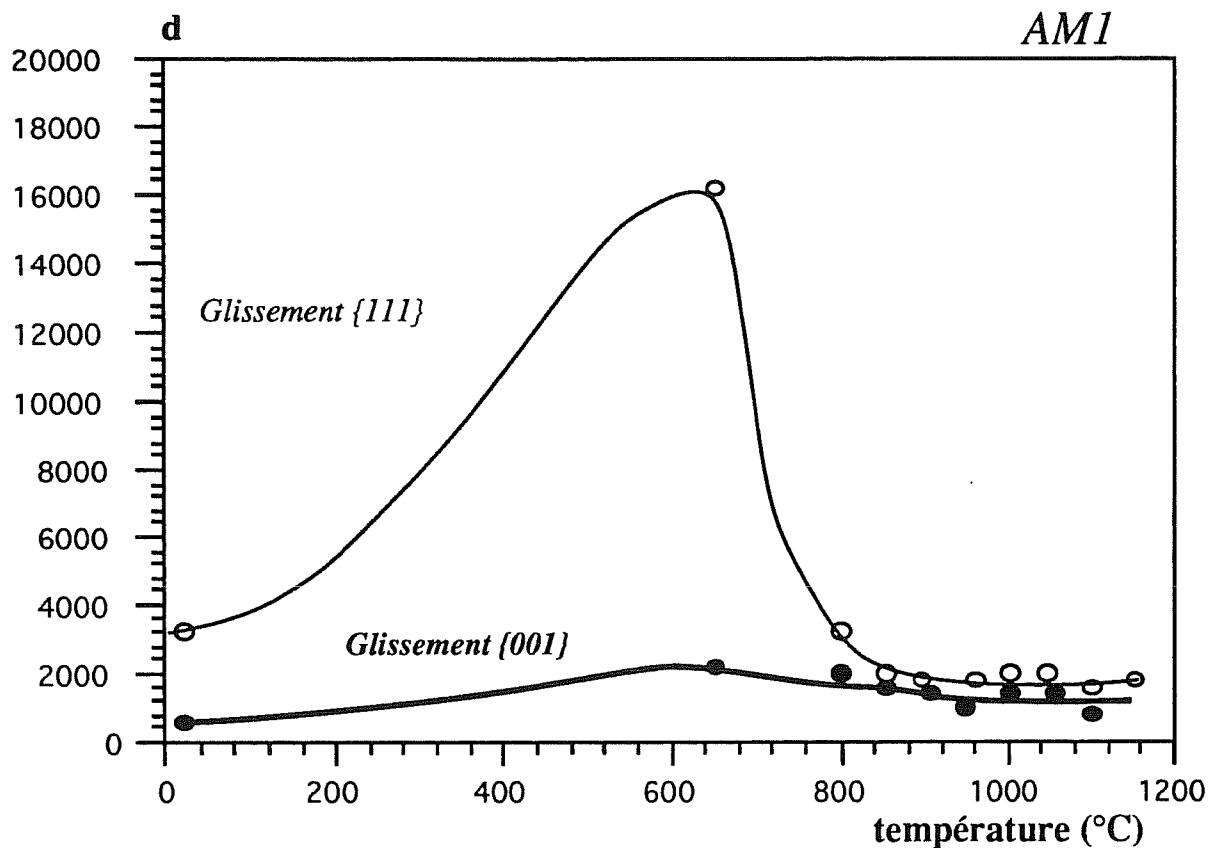


Figure IV.4 : Evolution des paramètres d et c/d de l'écroutissage cinématique en fonction de la température pour les deux types de glissement.

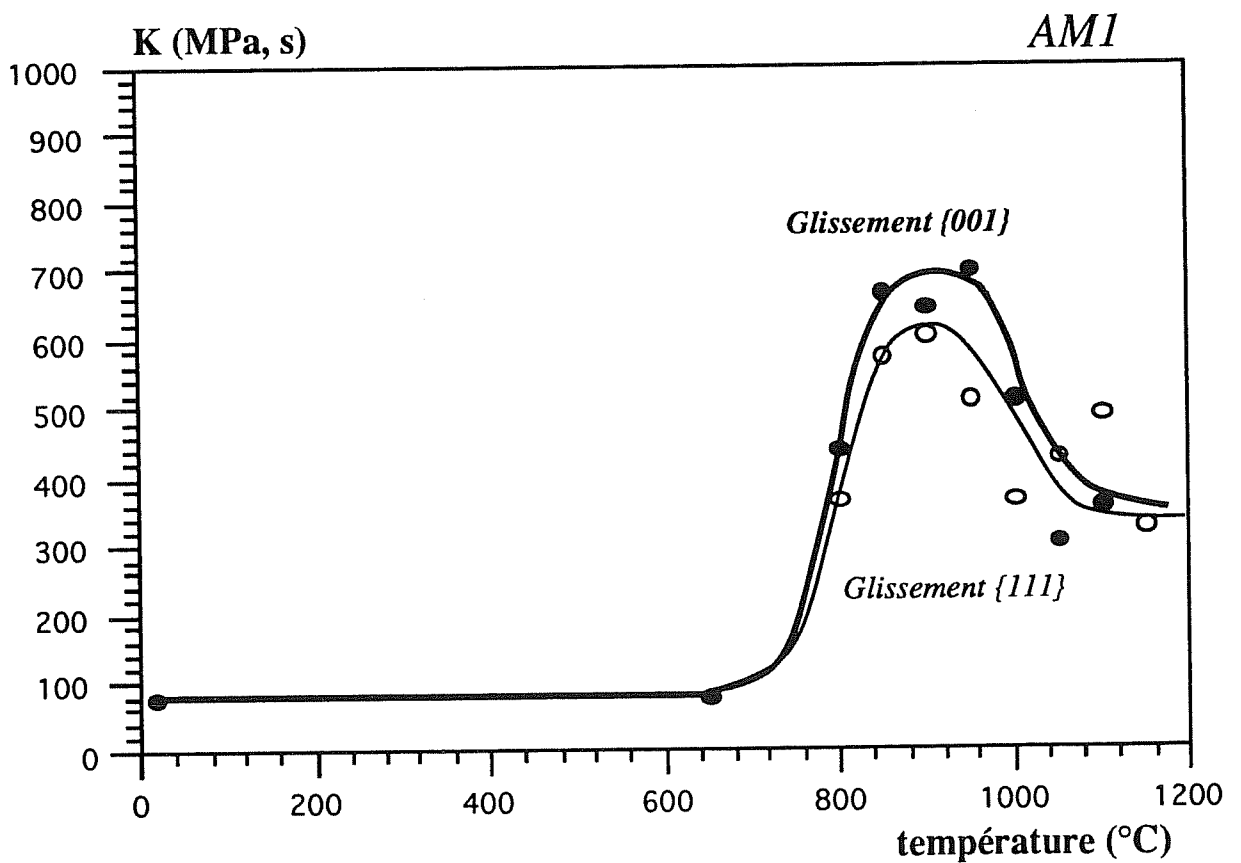
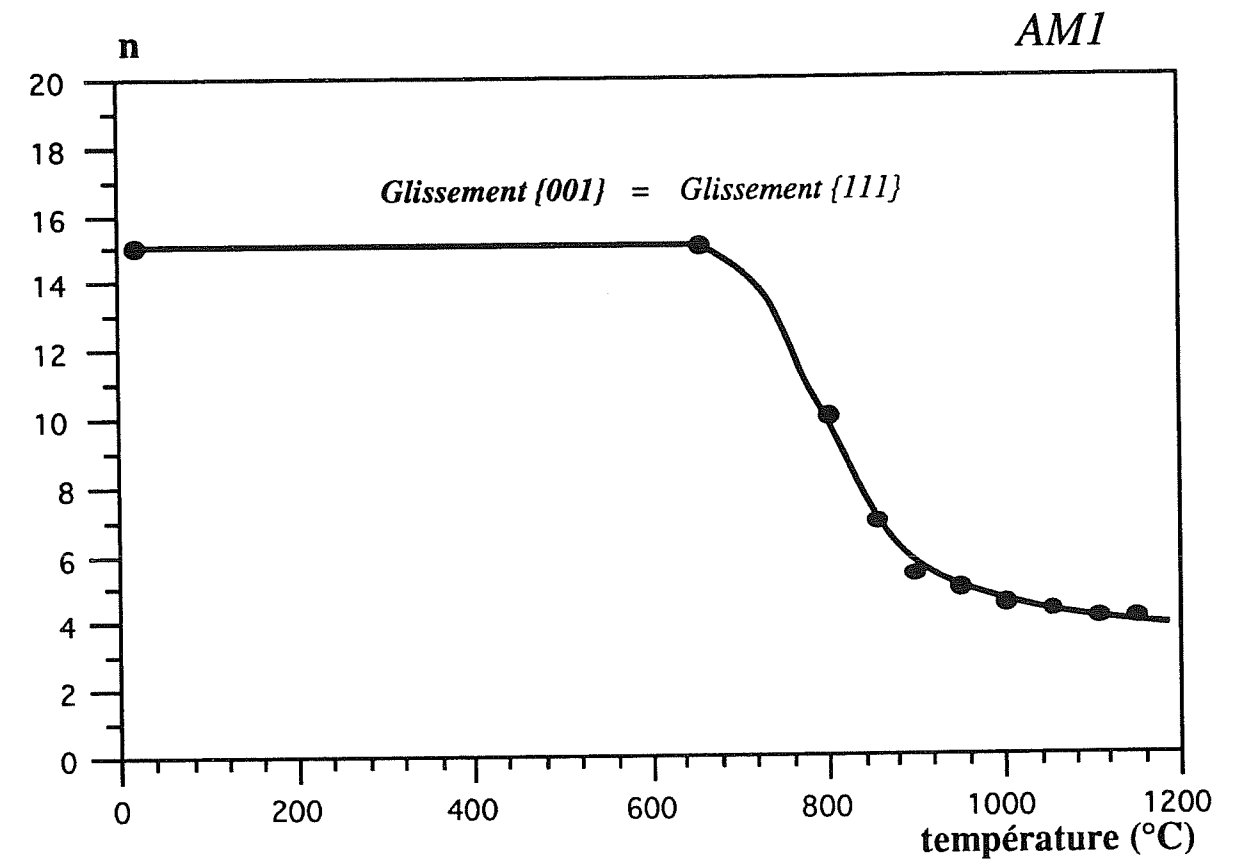
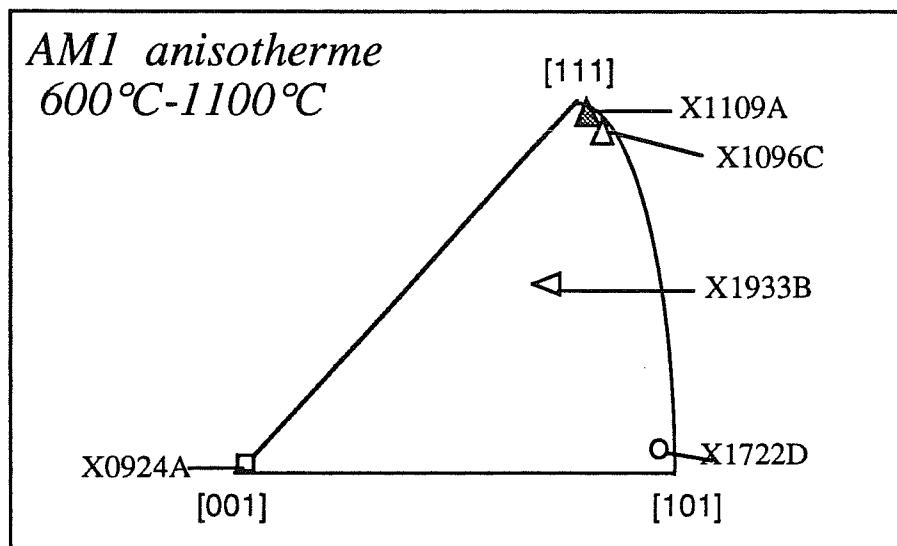


Figure IV.5 : Evolution des paramètres de viscosité  $n$  et  $K$  en fonction de la température pour les deux types de glissement.



**Figure IV.6 : Orientation des axes des éprouvettes dans un triangle standard.**



— calcul

\*\*\*\*\* expérience (Fleury 1991)

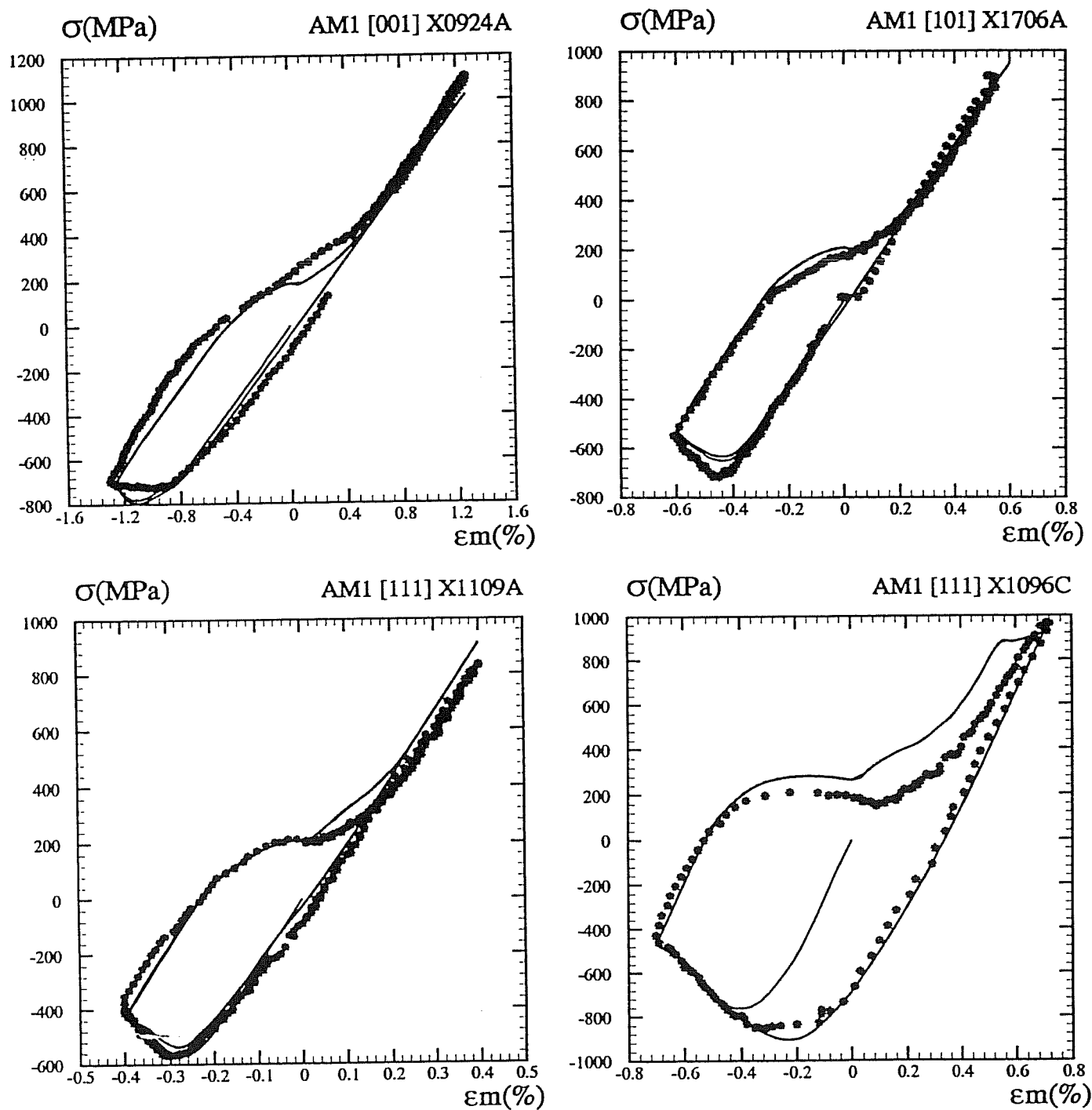


Figure IV.7 : Simulation de la réponse de l'AM1 sous sollicitations anisothermes 600-1100°C pour diverses orientations cristallographiques, et comparaison avec l'expérience.

— calcul

\*\*\*\*\* expérience (Fleury 1991)

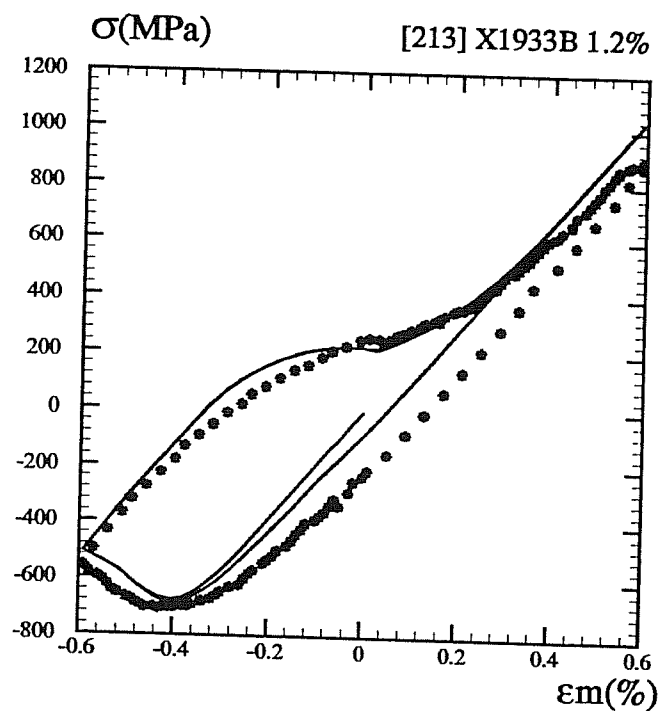
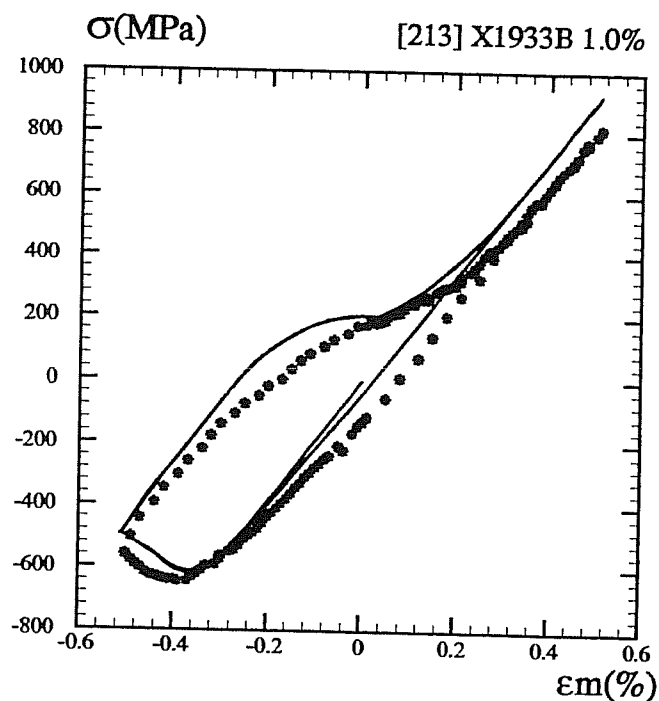
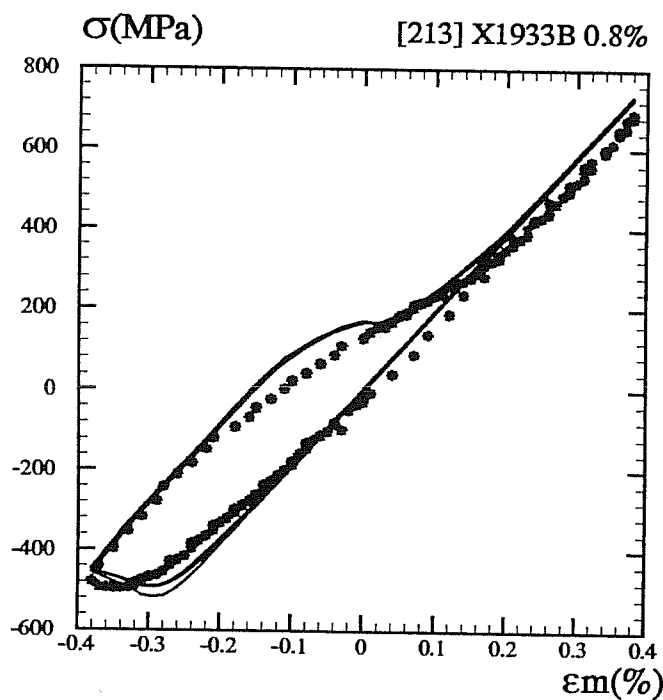


Figure IV.8 : Simulation de la réponse de l'AM1 sous sollicitations anisothermes 600-1100°C pour l'orientation [213] à plusieurs niveaux de déformation imposée, et comparaison avec l'expérience.

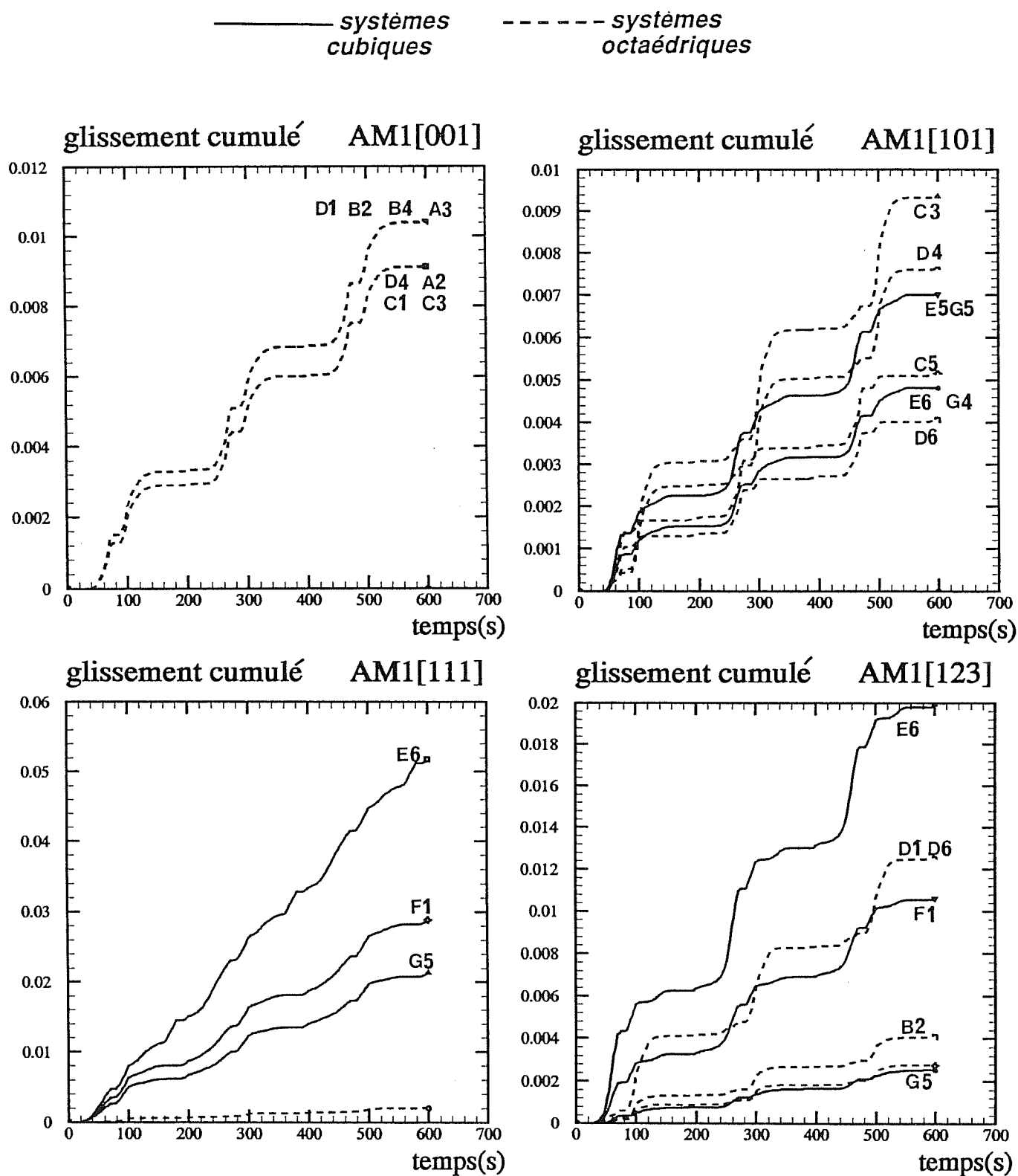


Figure IV.9 : Simulations donnant l'évolution du glissement cumulé des systèmes activés au cours du chargement mécano-thermique (3 cycles) pour les orientations [001], [101], [111] et [213].

— systèmes cubiques      - - - - - systèmes octaédriques

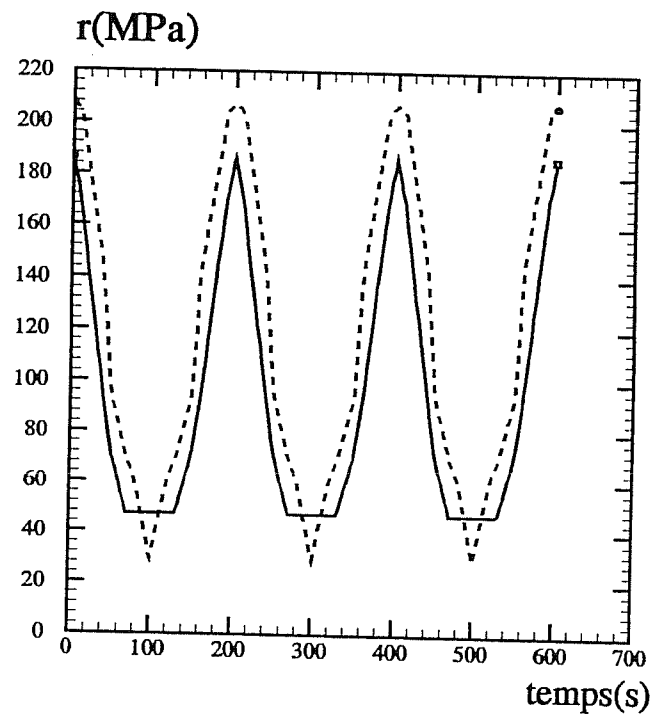
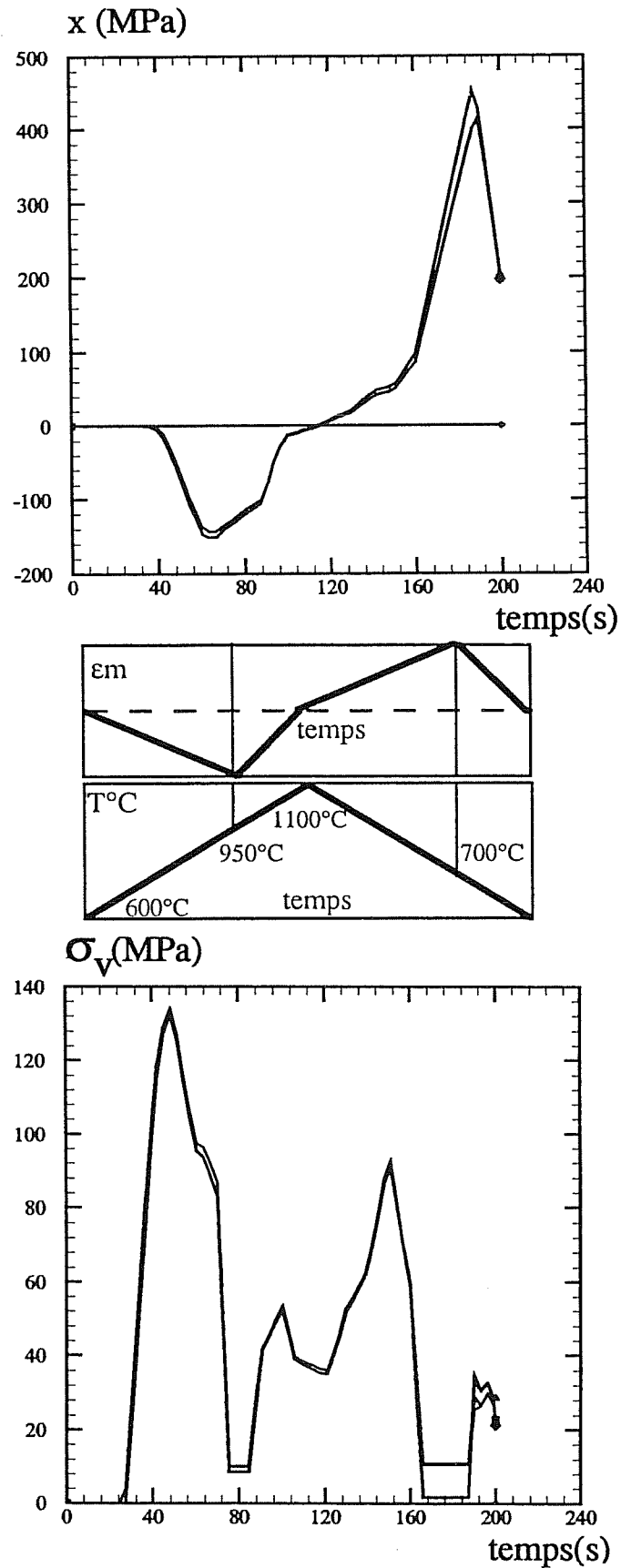


Figure IV.10 : Evolution de l'écrouissage isotrope  $r$  en fonction du temps pour le glissement octaédrique et le glissement cubique pour l'AM1 sous sollicitations anisothermes.

**8 systèmes octaédriques dans les 2 cas :  
B2, B4, D1, A3 puis C1, C3, D4, A2.**



**Figure IV.11 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écrouissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [001] sous sollicitations anisothermes.**

— systèmes cubiques      - - - - - systèmes octaédriques

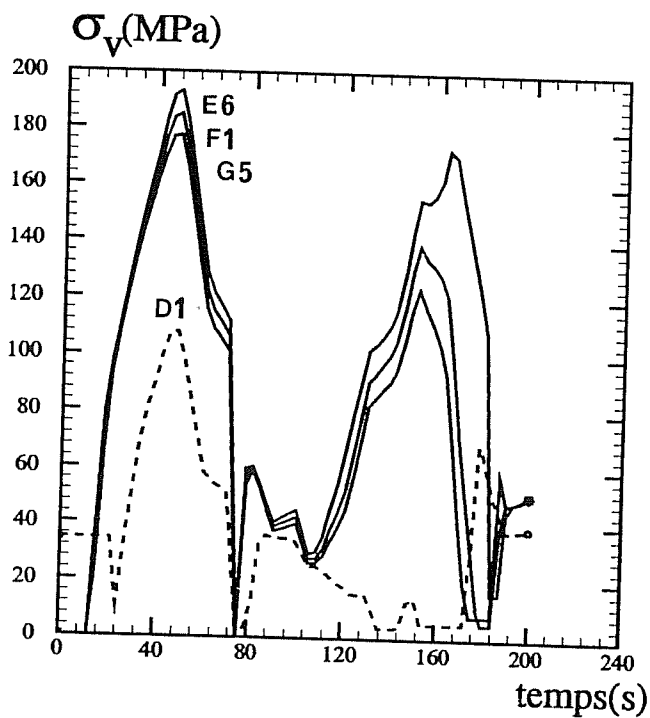
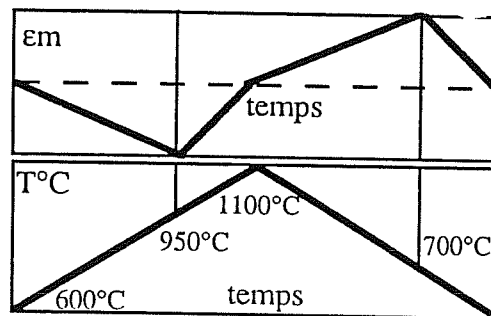
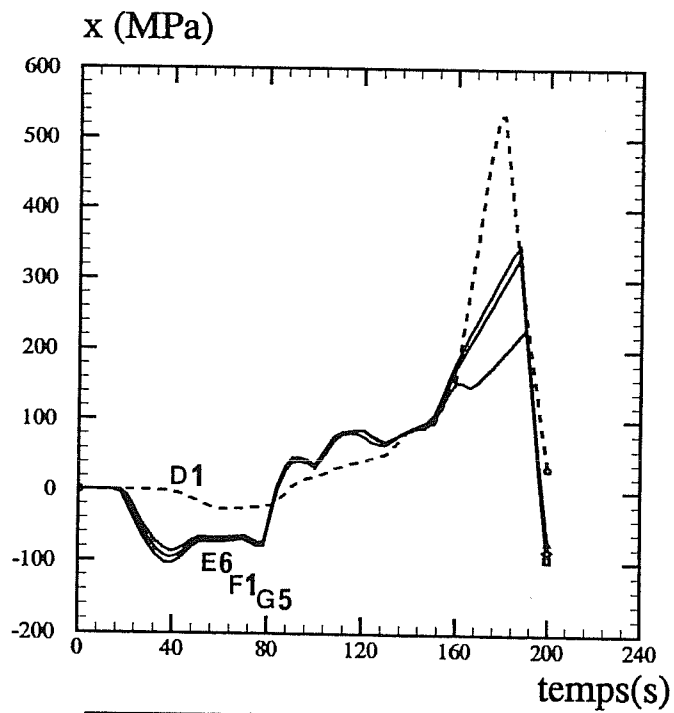


Figure IV.12 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écroutissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [111] sous sollicitations anisothermes.

— systèmes cubiques      - - - - - systèmes octaédriques

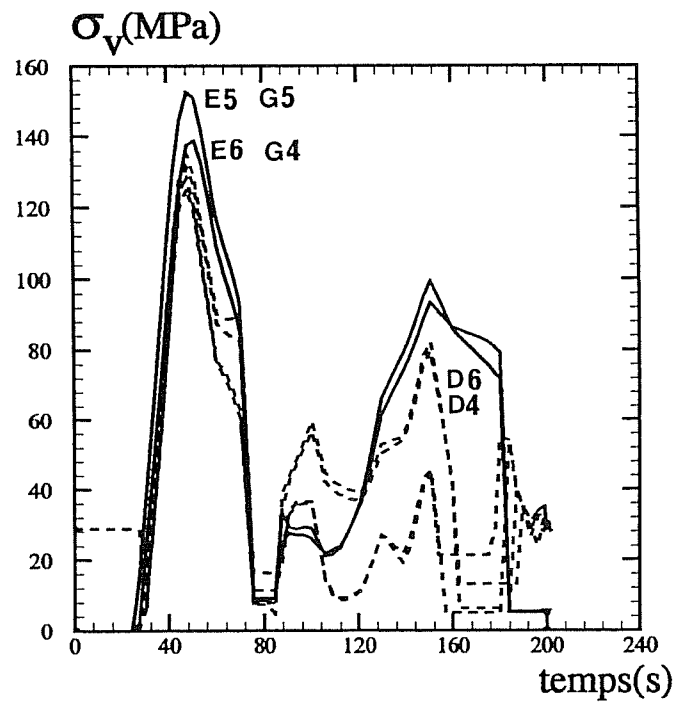
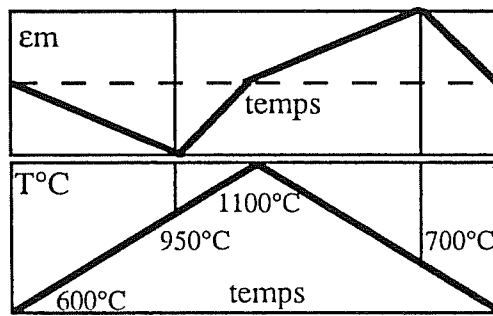
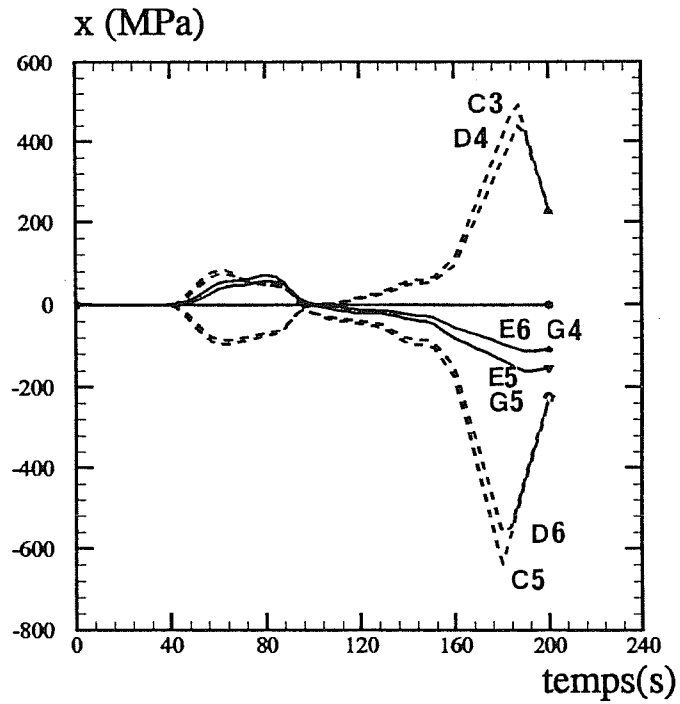


Figure IV.13 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écroutissement cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [101] sous sollicitations anisothermes.

— systèmes cubiques      - - - - - systèmes octaédriques

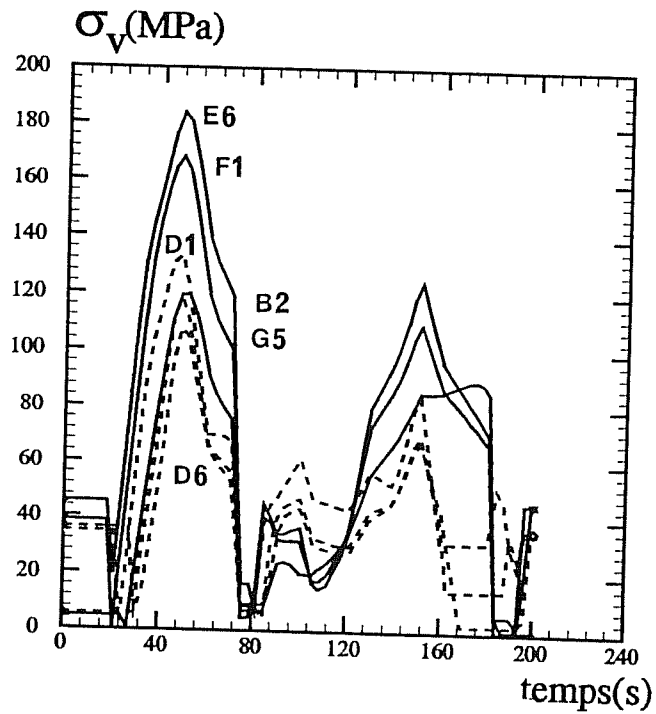
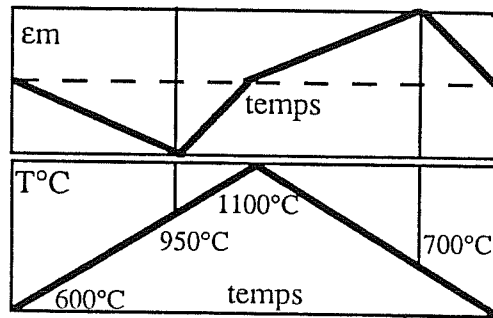
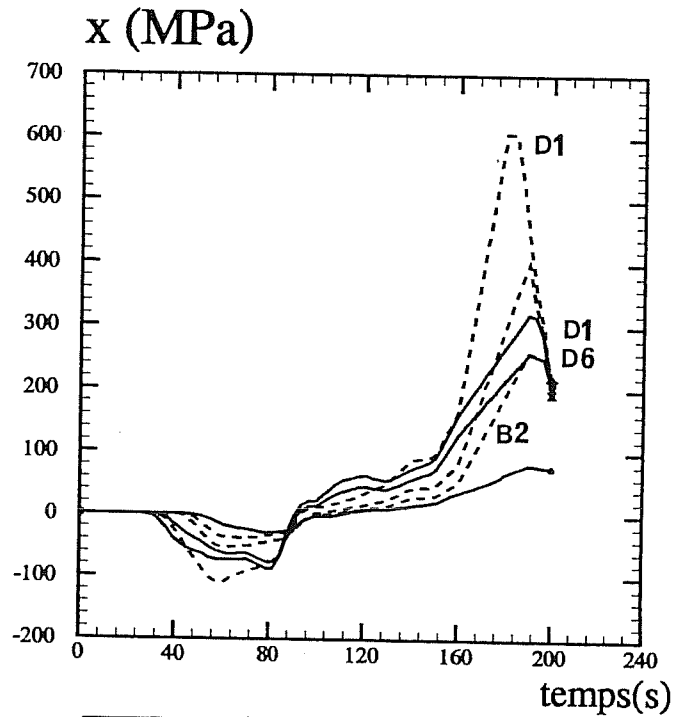


Figure IV.14 : Evolution des diverses contributions du modèle, l'écroutissage cinématique  $x$  et la contrainte visqueuse  $\sigma_v$  en fonction du temps pour un monocristal orienté selon [213] sous sollicitations anisothermes.





*CONCLUSION  
&  
PERSPECTIVES*



La nature monocristalline du matériau de cette étude, l'AM1, constitue une chance pour étudier de plus près les modes de déformation inélastique : l'absence de joints de grains permet de suivre le glissement cristallographique sur de longues distances, et l'observation des bandes de glissement, qui traversent l'éprouvette, autorise l'identification des systèmes de glissement activés.

De plus, l'utilisation d'essais mécaniques réalisés sur des monocristaux offre au modélisateur l'occasion de valider des modèles anisotropes, et en particulier les lois d'écrouissage, en éliminant les effets de moyenne dus à la nature polycristalline des métaux. L'approche utilisée dans ce travail s'appuie sur la théorie du glissement cristallographique, qui constitue le seul mode de déformation efficace dans les alliages monocristallins comme l'AM1 jusqu'à des températures relativement élevées : c'est le cas, par exemple, de la température de 950°C, où pour certaines conditions de contrainte et de vitesse de déformation, du glissement cristallographique localisé a été mis en évidence sans aucune ambiguïté. On a montré que sur tout le domaine de températures 20°C-950°C, le glissement octaédrique et le glissement cubique coexistent lors des essais isothermes, selon la direction considérée; et pour une orientation cristallographique donnée, il n'y a pas de changement dans la nature des systèmes activés, octaédriques ou cubiques, avec la température.

Les approches "microscopiques" classiques reposent sur l'observation des processus fondamentaux de création et de mouvement de dislocations, ainsi que leurs interactions avec les hétérogénéités de la structure. Néanmoins, les équations, issues de la théorie des dislocations, sont écrites en général en élasticité isotrope, ce qui est contestable dans le principe pour le monocristal. Par ailleurs, ces modèles posent des problèmes d'identification, lorsqu'il s'agit de mettre une valeur sur telle ou telle densité de dislocations...et bien souvent l'identification réalisée est macroscopique.

Ceci justifie l'approche utilisée, qui fait l'impasse sur une description fine des mécanismes microscopiques (il n'y a pas de dislocations), mais qui contient néanmoins les ingrédients suffisants pour la bonne représentation de la cristallographie (les systèmes de glissement) et nécessaire pour la bonne représentation de la réponse mécanique (viscosité et écrouissages isotrope et cinématique). La comparaison calcul-expérience au niveau des systèmes actifs, qui constitue un point important de ce travail, fournit une justification physique de l'approche. Les simulations isothermes réalisées ont montré notamment l'importance croissante de la viscosité, et de l'écrouissage cinématique, qui décrit les interactions

dislocations-précipités, avec la température; on trouve également un écrouissage cinématique et une contrainte visqueuse plus importants dans le cas de l'activation du glissement cubique.

On a montré qu'il était possible, à une température donnée, de simuler l'ensemble de la base expérimentale avec un jeu unique de coefficients. Le comportement de l'AM1 a conduit à simplifier l'écriture du modèle, et notamment à négliger les interactions entre systèmes de glissement, devant les interactions dislocations-précipités. Au total, le nombre de coefficients est tout à fait raisonnable et comparable à une approche macroscopique équivalente.

Des prévisions anisothermes ont été réalisées, pour plusieurs orientations cristallographiques, à partir des coefficients identifiés en isotherme. Les résultats obtenus sont tout à fait en accord avec l'expérience; c'est la première étape d'une prévision de comportement des aubes de turbines, permettant d'obtenir l'état de contraintes et de déformations dans ces structures soumises à des chargement complexes. Les informations obtenues à l'échelle des systèmes de glissement (contrainte visqueuse, écrouissages, cisssions résolues critiques) permettent de mieux comprendre les modes de déformation lors du cyclage mécano-thermique, dont l'activation du glissement octaédrique ou cubique au cours du chargement; et la validation de l'approche en anisotherme fournit également à l'expérimentateur une "machine d'essais numériques" capable de prévoir des chargements particuliers sur l'AM1.

Les difficultés qui subsistent ne peuvent pas être résolues au niveau de l'élément de volume : la prise en compte des évolutions microstructurales, observées à 1100°C, nécessite l'introduction d'un facteur de taille des phases dans une approche aux éléments finis; les hétérogénéités de déformation, mises en évidence à 20°C et 650°C, concernent les orientations cristallographiques présentant du glissement octaédrique et sont directement liées à la nature biphasée de l'AM1. Classiquement, la localisation de la déformation est traitée numériquement, en éléments finis, par des perturbations de la surface, alors qu'une meilleure description de la microstructure, prenant en compte les comportements des deux phases et leur répartition spatiale, devrait s'avérer efficace pour prédire la localisation et s'intégrer ensuite dans des calculs de durée de vie des pièces.

# *REFERENCES*



- Antolovich S.D., Liu S., Baur R., 1981, Metall. Trans. A, vol.12, pp.473-481.
- Asaro R.J., 1983, "Crystal plasticity", ASME, J. Appl. Mech., vol.20, pp.213-251.
- Asaro R.J., Needleman A., 1985, "Anisotropic constitutive model for nickel base single crystals alloys : development and finite element implementation", Final Report NASA-CR-175015.
- Ayrault D., 1989, "Fluage à haute température de superalliages base nickel monocristallin", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.
- Basinski Z.S., Pascual R., Basinski S.J., 1983, "Low amplitude fatigue of copper single crystals- I. The role of the surface in fatigue failure", Acta met., vol.31, pp.591-602.
- Basinski Z.S., Basinski S.J., 1989, "Copper single crystal PSB morphology between 4.2 and 350K", Acta met., vol.37, n°12, pp.3263-3273.
- Beaude N., 1988, "Etude théorique et expérimentale du comportement élasto-plastique et de la localisation de la déformation dans les monocristaux", Thèse de Docteur de l'Université Paris XIII, Paris.
- Bishop J.F.W., Hill R., 1951, "A theoretical derivation of the plastic properties of a polycrystalline face-centered metal", Philos. Mag., vol.42, pp.414-427.
- Buchinger L., Ben Da Yan, Laird C., 1985, "Interpretation of Cyclic Deformation on the basis of Strain-Avalanches", Mat. Science and Eng., 70, pp.161-168.
- Cailletaud G., 1987a, "Une approche micromécanique du comportement plastique des polycristaux", Coll. Int. CNRS, Europhysics Study Conf., "Mechanisms and mechanics of plasticity", Aussois-France. Revue Phys. Appl., vol.23, pp.353-365.
- Cailletaud G., 1987b, "Une approche micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux", Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. de Paris VI.
- Cailletaud G., Nouailhas D., Poubanne P., 1988, "Modeling of Viscoplastic Anisotropic Behavior of Single Crystals". Proceedings of Mecamat, International Seminar on the "Inelastic Behavior of Solids : Models and Utilization", Besançon (France).
- Caron P., Kahn T., 1983, "Improvement of Creep Strength in a Nickel-base Single Crystal Superalloy by Heat Treatment", Mat.sci. and Engng., vol. 61, pp. 173- .
- Caron P., Kahn T., 1986, "Anisotropie en fluage dans un superalliage monocristallin  $\gamma$ - $\gamma'$ ", 27ème coll. de la SFME, Nantes.
- Caron P., Kahn T., 1988a, "Etude de l'anisotropie mécanique de superalliages pour aubes monocristallines", ONERA RT.18/7228M.
- Caron P., Ohta Y., Nakagawa Y.G., Kahn T., 1988b, "Creep deformation anisotropy in single crystal superalloy", in SUPERALLOYS 1988, ed. S. Reichman, D.N. Duhl, A.I.M.E.
- Carry C., Strudel J.L., 1975, "Direct observation of  $\langle 110 \rangle$ - $\{ -110 \}$  in FCC single crystals of a nickel base superalloy", Scripta Met., vol.9, pp.731-736.
- Chaboche J.L., 1986, "EPVCL : un code d'éléments finis en viscoplasticité cyclique", La Recherche Aéronautique, n°2, Mars-avril , pp.91-112.
- Chen P.S., Wilcox R.C., 1991, "Fracture of Single Crystals of the Nickel-Base Superalloy PWA 1480E in helium at 22°C", Met. Trans. A, vol.22A, pp.731-738.
- Chieragatti R., 1987, "Influence de l'orientation cristallographique sur le comportement en fatigue oligocyclique du MAR-M200 monocristallin". Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris, Paris.
- Chieragatti R., Rémy L., 1991a, "Influence of orientation on the low cycle fatigue of MAR-M200 single crystals at 650°C : I. Fatigue life behaviour", Mater.Sci.and Engn., vol.A141, pp.1-9



- Chieragatti R., Rémy L., 1991b**, "Influence of orientation on the low cycle fatigue of MAR-M200 single crystals at 650 °C : II. Cyclic stress-strain behavior", *Mater.Sci.and Engn.*, vol.A141, pp.11-22.
- Choi S.H., Krempl E., 1989**, "Viscoplasticity theory based on overstress applied to the modeling of cubic single crystals". *Eur. J. of Mechanics, A-Solids*, vol.8, n°3, pp.219-233.
- Clément N., Couret A., Caillard D., 1991a**, "An in situ study of cube glide in the  $\gamma$ ' phase of a superalloy : I. The controlling mechanism", *Phil.Mag.A*, vol.64, n°3, pp.669-695.
- Clément N., Couret A., Caillard D., 1991b**, "An in situ study of cube glide in the  $\gamma$ ' phase of a superalloy : II. The anomalous stress-temperature dependence", *Phil.Mag.A*, vol.64, n°3, pp.697-708.
- Copley S.M., Kear B.H., 1967**, *Trans. TMS-AIME*, 239, n°7, pp.977-983.
- Cottrell A.H., 1953**, "Dislocations and plastic flow in crystals", Clarendon, Press Oxford.
- Dame L.T., Stouffer D.C., 1986**, "Anisotropic Constitutive Model for Nickel Base Single Crystals Alloys : Development and Finite Element Implementation", Final Report, NASA-CR.175015.
- Defresne A., 1989**, "Endommagement en fatigue oligocyclique à 650°C de superalliages monocristallins à base de nickel : influence de l'orientation cristallographique et d'une concentration de contrainte", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.
- De Bussac A., Poubanne P., 1992**, "Loi de comportement anisotrope de l'AM1 de 20°C à 1100°C", note technique YKOM1/YLEV n° 60291.
- Dollar M., Bernstein I.M., 1988**, "The effect of temperature on the deformation structure of single crystal nickel base superalloys", in *SUPERALLOYS 1988*, ed. S. Reichman, D.N. Duhl, A.I.M.E., pp.693-702.
- Feller-Kniepmeier M., Link T., 1989**, "Dislocation structures in Mat. sci. and Engng.", vol. A113, pp. 191- .
- Finney J.M., Laird C., 1975**, "Strain localization in cyclic deformation of copper single crystals", *Phil.Mag.*, vol.31, pp.339-366.
- Fleury E., Rémy L., 1989**, *Proc. of the 7th Int.conference on Fracture, ICF7, Houston, 20-24 mars, Texas.*
- Fleury E., 1991**, "Endommagement du superalliage monocristallin AM1 en fatigue isotherme et anisotherme", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.
- Forest S., 1992**, "Nouvelles méthodes de dimensionnement pour aubes de turbines monocristallines", rapport de stage, SNECMA Villaroche.
- Franciosi P., 1978**, "Plasticité à froid des monocristaux CFC : étude du durcissement latent" Thèse de l'Université de Paris XIII.
- Franciosi P., 1985**, "The concepts of latent hardening and strain hardening in metallic single crystals", *Acta Met.*, vol.33, pp.1601-1612. ,
- Franciosi P., Berveiller M., Zaoui A., 1980**, "Latent hardening in copper and aluminium single crystals", *Acta Met.*, vol.28, pp.273-283.
- Fredholm A., Strudel J.L., 1984**, in *SUPERALLOYS 1984*, ed. M. Gell, C.S. Kortovich, A.I.M.E., pp.211.
- Fredholm A., 1987**, "Monocristaux d'alliages base nickel - Relation entre composition, microstructure et comportement en fluage à haute température", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.
- Friedel J., 1964**, "Dislocations", Pergamon, Oxford.

- Gabb T.P., Gayda J., Miner R.V., 1986a, "Orientation and temperature dependence of some mechanical properties of the single-crystal nickel-base superalloy René N4: Part II. Low cycle fatigue behavior", Met.Trans, vol.17A, pp.497-505.
- Gabb T.P., Welsch G.E., 1986b, "The cyclic stress-strain behavior of a nickel-base superalloy at 650°C", Scripta Met., vol.20, pp.1049-1054.
- Gabb T.P., Welsch G.E., Gayda J., Miner R.V., 1989, "The low cycle fatigue deformation response of a single-crystal superalloy at 650°C", Mater.Sci. and Engn., vol.A108, pp.189-202.
- Gambin W., 1988, "Plastic behavior of crystals", Proc; of Int; Seminar on inelastic Behavior of solids : Models and Utilization, Besançon, France, pp.271-280.
- Gell M., Leverant G.R., Wells C.H., 1970, "The fatigue strength of nickel-base superalloys", in 'Achievement of high fatigue resistance in metals and alloys', ASTM-STP 467, pp.113-153.
- Gerold V., Karnthaler H.P., 1989, "On the origin of planar slip in FCC alloys", Acta met., vol.37, n°8, pp. 2177-2183.
- Giamei A.F., 1979, final technical report n° F44620-76-C-0028, Air Force office of Scientific Research.
- Ghosh R.N., Curtis R.V., Mc Lean M., 1990, "Creep deformation of single crystal superalloys - Modelling the anisotropy", Acta met.mater., vol.38, n°10, pp. 1977-1992.
- Hanriot F., Fleury E., Rémy L., 1990, "Orientation dependence of the cyclic stress-strain behavior of nickel-base superalloy single crystals", Proc. of High Temperature Materials for Power Engineering, 4ième Conference CRM-Liège, Commission of the European Communities, Belgique, vol.2, pp.997-1006.
- Hanriot F., Cailletaud G., Rémy L., 1991, "Mechanical behavior of a nickel-base superalloy single crystal", Proc. of Int. Conf. on high Temp. Constitutive Modeling, Theory and Application, ASME, Atlanta, USA, Dec. 1-6, pp.139-150.
- Hapgood A., Martin J.W., 1986, Mater. Sci. and Eng., vol.82, pp 27.
- Hazotte A., Lacaze J., 1989, "Chemically oriented  $\gamma$  plate development in a nickel-base Superalloy", Scripta Met., vol.23, pp 1877-1882.
- Heredia F.E., Pope D.P., 1988, "Solid solution strengthening of  $Ni_3Al$  single crystals by ternary additions", in SUPERALLOYS 1988, ed. S. Reichman, D.N. Duhl, A.I.M.E.
- Heredia F.E., Pope D.P., 1991, "The plastic flow of binary  $Ni_3Al$  single crystals", Acta Met., vol.39, pp.2027-2036.
- Hill R., 1956, "Surveys in mechanics", (GI Taylor 70th Anniversary Volume) G.K. Batchelor et R.M. Davies ed., Cambridge University Press, p.7.
- Hill R., 1966, "Generalized constitutive relations for incremental deformation of metals crystals by multislip", J. Mech. Phys. Solids, vol. 14, pp.95-102.
- Hoinard G., 1992, "Contribution à l'étude de l'anisotropie de l'écrouissage à 650°C dans les monocristaux de superalliages à base nickel AM3 et CMSX2", Thèse de Doctorat, Univ. Paris nord.
- Honeycombe R.W.K., 1984, The plastic deformation of Metals, Edward Arnold Publ., p.252.
- Hong S.I., Inui H., Laird C., 1992, "Latent hardening behavior of cyclically deformed Cu-16at%Al single crystals", Acta metall.mater., vol 40, n°2, pp.397-412.
- Hutchinson R., 1976, "Bounds and self-consistent estimates for creep of polycrystalline materials", Proc ; R. Soc. London, sec.A, vol.348, pp.101-127.
- Hüther W., Reppich B., 1978, "Interaction of dislocations with Coherent, Stress-free, Ordered particles", Metallkunde Z., vol. 69, pp628.
- Jackson P.J., Basinski Z.S., 1967, Can.J.phys., vol.45, pp.707-

Jaoul , 1965, "*Etude de la plasticité et application aux métaux*", Dunod Paris.

- Kear B.H., Pearcey B.J., 1967, "*Tensile and creep properties of single crystals of the nickel-base superalloy Mar-M200*", Trans. of the Metall.Soc.AIME, vol.239, pp.1209-1215.
- Kocks U.F., 1970, "*The relation between polycrystal deformation and single crystals deformation.*", Metall. Trans., vol.1, pp.1121-1142.
- Koiter W.T., 1953, "*Stress-strain relations, uniqueness and variational theorems for elastic-plastic materials with a singular yield surface*", Quart. Appl. Math., vol.11, pp.350.
- Koiter W.T., 1960, "*General theorems for elastic-plastic solids*", Progress in solids mechanics, North Holland Publishing Company, vol.1, pp.165-221.
- Korner A., 1989, "*The dislocation structure in  $Ni_3(Al,Ti)$  above the temperature of the maximum in flow stress*", Phil.mag.letters, vol. 60, n°3, pp.103-110.

- Laird C., 1979a, "fatigue and microstructure" p149
- Laird C., Finney J.M., 1979b, Mat. Sci. and Engng., vol.50, pp.127-136.
- Lall C., Chin S., Pope D.P., 1979, "*The orientation and temperature dependence of the yield stress of  $Ni_3(Al,Nb)$  single crystals*", Metall.Trans.A, vol.10A, pp.1323-1332.
- Lee D., Zaverl F., 1979, "*A description of history dependent plastic flow behavior of anisotropic metals*", J. of Eng. Mat. and Tech., vol.101, pp.59-66.
- Lee J.K., Laird C., 1982, "*Cyclic deformation in Al-4wt%Cu alloy single crystals containing coherent  $\Theta$  'precipitates. Parts I and II'*", Mat. Sci. and Engng., vol.54, pp.39-64.
- Lee J.K., Laird C., 1983, "*Strain localization during fatigue of precipitation-hardened aluminium alloys*", Phil. Mag., vol.47A, pp.579-597.
- Lemaitre J., Chaboche J.L., 1988, "*Mécanique des matériaux solides*", 2ème édition, Dunod.
- Lin T.L., Wen M., 1990, "*The deformation mechanism of a  $\gamma$  precipitation-hardened nickel-base superalloy*", Mat.sci. and Engng., vol. A108, pp. 23-31.
- Lomer W.M., 1951, Phil. Mag., vol.42, pp.1327.
- Lours P., Coujourns A., Coulomb P., 1991, "*On the deformation of the  $\langle 001 \rangle$  orientated  $g'$  strengthening phase of the CMSX2 superalloy*", Acta Metall. Mater. vol.39, n°8, pp.1787-1797.
- Lukàs P., Klesnil M., 1971, "*Fatigue damage and resultant dislocation substructures*", Corrosion fatigue, Nace 2, pp. 118-132.

- Malpertu J.L., 1987, "*Fatigue Mécano-thermique d'un superalliage à base de Nickel*", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.
- Mandel J., 1964, "*Contribution théorique à l'étude de l'écrouissage et des lois d'écoulement plastique*", Proc. 11ième Int. Cong. of Appl. Mech., Munich, Springer Verlag, pp.502-509.
- Mandel J., 1965, "*Généralisation de la théorie de plasticité de W.T. Koiter*", Int. J. Solids Structures, vol.1, pp.273-295. 1965.
- Ménigault J., 1988, "*Influence de la vitesse de déformation sur le comportement cyclique à haute température d'un superalliage à base de nickel*", Doctorat d'état de l'Université Technologique de Compiègne.
- Méric L., Cailletaud G., 1989, "*Finite element computation in anisotropic viscoplasticity for single crystals*", Proc. of Int. Conf. on "Computational Plasticity Models, Software, and Applications". Barcelone (Espagne).
- Méric L., Cailletaud G., 1990, "*Intégration de lois de comportement en viscoplasticité*", Colloque Gréco-CNRS "Calcul de structures et intelligence artificielle", Giens, France.
- Méric L., 1991, "*Une modélisation mécanique du comportement des monocristaux*", Thèse de l'E.N.S. des Mines de Paris.

- Méric L., Cailletaud G., 1991a, "Single crystal modeling for structural calculations. Part.2 : finite element implementation", ASME, J. of Eng. Materials and Technology.
- Méric L., Cailletaud G., 1991b, "Finite element implementation of a model for single crystals at finite strain", Eur. Conf. on New Advances in Computational Structural Mechanics, Giens, France.
- Milligan W.W., Jayaraman N., Bill R.C., 1986, "Low cycle fatigue of MAR-M200 single crystals with bimodal  $\gamma'$  distribution at 760 and 870°C", Mater. Sci. and Engn., vol.82, pp.127-139.
- Milligan W.W., Antolovich S.D., 1991, "The mechanism and temperature dependence of superlattice stacking fault formation in the Single-Crystals Superalloy PWA1480", Metall. Trans. A, vol.22A, pp.2309-2317.
- Miner R.V., Gayda J., Maier R.D., 1982, "Fatigue and creep-fatigue deformation of several nickel-base superalloys at 650°C", Met. Trans A, vol.13A, pp.1755-1765.
- Miner R.V., Voigt R.C., Gayda J., Gabb T.P., 1986a, "Orientation and temperature dependence of some mechanical properties of the single-crystal nickel-base superalloy René N4: Part I. Tensile behavior", Metall. Trans. A, vol.17A, pp.491-496.
- Miner R.V., Gabb T.P., Gayda J., Hemker K.J., 1986b, "Orientation and temperature dependence of some mechanical properties of the single-crystal nickel-base superalloy René N4: Part III. Tension-compression anisotropy", Metall. Trans. A, vol.17A, pp.507-512.
- Miura S., Ochiai S., Oya Y., Mishima Y., Suzuki T., 1987, J. Jap. Inst. Met., 51, pp.400.
- Mughrabi H., 1973, in Proc. of third Int Conf. on the Strength of Metals and Alloys, Cambridge vol.1, 407-410.
- Mughrabi H., 1978, "Mater. sci. and Engng.", vol.33, pp.207.
- Mughrabi H., 1981, "Cyclic plasticity of matrix and persistent slip bands in fatigued metals", in "Continuum Models of discrete systems 4" ed. O. Brulin et R.K.T. Hsieh, North Holland, pp.241-257.
- Mughrabi H., 1983a, "Cyclic deformation and fatigue of multi-phase materials", in "Deformation of multi-phase and particle containing materials", 4th Riso Int. Symp. on Metallurgy and Material Science, sept., pp.65-82.
- Mughrabi H., Wang R., Differt K., and Essmann V., 1983b, in J. Lankford, D.L. Davidson, W.I. Morris et R.P. Wei (eds), "Fatigue Mechanisms : Advances in quantitative Measurements of Physical Damage", ASTM STP 811, p.5-45.
- Mukherji D., Jiao F., Chen W., Wahi R.P., 1990, "Deformation behavior and microstructural evolution in IN738LC under creep and tensile loading", Proc. of High Temperature Materials for Power Engineering, 4ième Conference CRM-Liège, Commission of the European Communities, Belgique, vol.2, pp.1067-1076.
- Nouailhas D., 1990a, "Un modèle de viscoplasticité cyclique pour matériaux anisotropes à symétrie cubique", C.R. Acad. Sci. Paris, t.310, Série II, pp.887-890.
- Nouailhas D., Pacou D., Paulmier P., Pollicella H., 1990b, "Etude expérimentale et théorique du comportement macroscopique de l'alliage monocristallin CMSX2", ONERA, RT n°79/1765.
- Nouailhas D., Cailletaud G., 1991a, "Comparison of Various Anisotropic Criteria for FCC Single Crystal", Proc. of Plasticity'91, Grenoble, France.
- Nouailhas D., Culié J.P., 1991b, "Development and Application of a Model for Single Crystal Superalloys", Proc. of Int. Conf. on high Temp. Constitutive Modeling, Theory and Application, A.S.M.E, Atlanta, USA. Dec. 1-6.
- Nouailhas D., Pacou D., Paulmier P., Poirier D., 1991c, "Etude du comportement cyclique du superalliage monocristallin CMSX2 à haute température", ONERA, RT n°86/1765.
- Nouailhas D., Pacou D., Cailletaud G., Hanriot F., Rémy L., 1991d, "Experimental study of the anisotropic behavior of the CMSX2 Single Crystal Superalloy under tension-torsion loadings", Symposium on Multiaxial Fatigue, ASTM E-9, San-Diego, U.S.A, Oct 14-15.

- Pierce P., Asaro R.J., Needleman A., 1982, "An analysis of nonuniform and localized deformation in ductile single crystals", *Acta. Met.*, vol. 30, pp.1087-1119.
- Pierce P., Asaro R.J., Needleman A., 1983, "Material rate dependence and localized deformation in crystalline solids", *Acta. Met.*, vol. 31, pp.1051-1076.
- Pilvin P., 1988, "Identification des paramètres de modèles de comportement", *Int. Sémin. on Inelastic Behaviour of Solids, Models and utilization*, Besançon, France, pp.II.155-II.164.
- Pilvin P., 1990, "Approches multiéchelles pour la prévision du comportement anélastique des métaux", Thèse de Doctorat, Univ. Paris VI.
- Pollock T.M., Argon A.S., 1992, "Creep resistance of CMSX-3 nickel base superalloy single crystals", *Acta Met.*, vol.40, n°1, pp.1-30.
- Pope D.P. et Ezz S.S., 1984, "Mechanical properties of  $Ni_3Al$  and Nickel base Alloys with high volume fraction of  $\gamma$ ", *Inter.Metall. Reviews*, vol.29, n°3, pp.136-167.
- Poubanne P., 1989a, "Etude et modélisation du comportement mécanique d'un superalliage monocristallin pour aube de turbine", Thèse de Doctorat de L'Ecole Centrale Paris.
- Poubanne P., 1989b, "Anisotropic mechanical behavior modeling of a nickel base single crystal superalloy", *IXX Canadian Fracture Conference*, "Constitutive law of plastic deformation and fracture". Ottawa.
- Qin Q., Bassani L., 1992, "Non-Schmid yield behavior in Single Crystals", *J. Mech; Phys. Solids*, vol.40, n°4, pp;813-833.
- Rice J.R., 1970, "On the structure of stress-strain relations for time dependant plastic deformation in metals", *ASME, J. Appl. Mech.*, vol.37, pp.728-737.
- Schmid E., 1924, *Proc. Int. Cong. Appl. Mech.*, Delft, pp.342.
- Saburi T., Hamana T., Nenno S., Pak H., 1977, *Jap journal of Appl. Phys.*, 16, 267.
- Shah D.M., Duhl D.N., 1984, "The effect of orientation, temperature and gamma prime size on the yield strength of a single crystal nickel base superalloy", in *SUPERALLOYS 1984*, ed. M. Gell, C.S. Kortovich, A.I.M.E., pp.105-114.
- Shah D.M., Duhl D.N., 1988, "Effect of minor elements on the deformation behavior of nickel base superalloys", in *SUPERALLOYS 1988*, ed. S. Reichman, D.N. Duhl, A.I.M.E., pp.693-702.
- Staton-Bevan A.E., 1983, "The orientation and température dependence of the work-hardening rate of single crystal  $Ni_3(Al,Ti)$ ", *Phil.mag.A*, vol.47, n°6, pp.939-949.
- Takeuchi S., Kuramoto E., 1973, "Temperature and orientation dependence of the yield stress in  $Ni_3Ga$  single crystals", *Acta Met.*, vol.21, pp.415-425.
- Taylor G.I., 1938, "Plastic strain in metals", *J. Inst. Metals*, vol.62, pp.307-324.
- Thompson N., Wadsworth N.J., Louat N., 1956, *Phil.mag.*, vol. 1, pp. 113-126.
- Umakoshi Y., Pope D.P., Vitek V., 1984, "The assymetrie of the flow stress in  $Ni_3(Al,Ta)$  single crystals", *Acta.met.*, vol.32, n°3, pp.449-456.
- Vincent J.N., 1986, "Comportement en fatigue d'un alliage à base de nickel à gros grains: mécanismes de déformation et d'endommagement liés à la cristallographie", Thèse de Doctorat, Univ. Paris VI.
- Vincent J.N., Fleury E., Remy L., Cailletaud G., 1988, "Comportement viscoplastique anisotrope des alliages monocristallins", *Rapport intermédiaire DRET n°87/116*.

- Walker K.P.**, 1981, "*Research and development program for non-linear structural modeling with advanced time-dependant constitutive relationships*", PWA-5700-50-NASA-CR, n°165533.
- Walker K.P., Jordan E.H.**, 1984, "*Constitutive modeling of superalloy single crystals and directionnally solidified materials*", NASA-CP-2369, Nonlinear constitutive equations for High Temp. Appl., pp.65.
- Watt D.F, Embury J.D., Ham R.K.**, 1968, *Phil.mag.*, vol.17, pp.199-.
- Winter A.T.**, 1974, *Phil.mag.*, vol.30, pp.719-738.
- Zarka J.**, 1972, "*Généralisation de la théorie du potentiel plastique multiple en viscoplasticité*", *J. Mech. Phys., Solids*, vol.20, pp.179.



*ANNEXE A1*

*BIBLIOGRAPHIE SUR  
LE GLISSEMENT  
CUBIQUE*





Des années soixante jusqu'à nos jours, l'observation du glissement cubique à haute température dans les monocristaux de composés intermétalliques  $\text{Ni}_3\text{X}$  de structure C.F.C a constitué le thème d'un grand nombre d'études et la plupart des modèles microscopiques proposent un mécanisme thermiquement activé pour justifier son existence. Depuis 1975, les premières observations microscopiques du glissement cubique à basse température remettent sérieusement en cause les théories précédentes et ses mécanismes d'activation ne sont pas encore bien identifiés. On présente néanmoins une explication proposée par Clément et al. (1991) dans la phase  $\gamma'$  du CMSX2. Il est certain que, en raison de la nature biphasée des alliages comme l'AM1, le domaine d'activation du glissement cubique avec la température est déplacé; ne possédant pas d'informations sur les alliages multi-phases, on se contente de présenter les résultats de la littérature sur  $\text{Ni}_3(\text{X},\text{Y})$ .

## A1.1. GLISSEMENT CUBIQUE À HAUTE TEMPÉRATURE.

### A1.1.1. OBSERVATIONS.

Les premières observations mettant en évidence des lignes de glissement cubique à haute température sont dues à Copley et Kear (1967) sur  $\text{Ni}_3\text{Al}$  stoechiométrique. Des observations similaires portent sur d'autres monocristaux intermétalliques orientés selon [111], dont  $\text{Ni}_3\text{Ga}$  (Takeuchi et Kuramoto, 1973),  $\text{Ni}_3(\text{Al},\text{W})$  (Saburi et al., 1977),  $\text{Ni}_3(\text{Al},\text{Nb})$  (Lall et al., 1979),  $\text{Ni}_3(\text{Al},\text{Ti})$  (Umakoshi et al., 1984) (Miura et al., 1987). L'évolution de la cisssion résolue critique  $\tau_c$  correspondante avec la température est reportée à la figure A1.1. Le comportement de la phase  $\gamma'$  pure monocristalline de superalliages à base de nickel présente une décroissance de  $\tau_c$  pour le glissement cubique, à partir de la valeur maximale atteinte, avec la température. Cette évolution est caractéristique d'un phénomène thermiquement activé.

Les études menées en microscopie à transmission proposent des mécanismes pour expliquer l'origine du glissement cubique.

### **A1.1.2. MÉCANISMES MICROSCOPIQUES PROPOSÉS.**

Compte tenu de l'évolution de  $\tau_c$  avec la température, tous les auteurs s'accordent pour attribuer le mouvement des dislocations à un mécanisme de Peierls; cela correspond à un double processus de glissement dévié des dislocations superpartielles qui s'étendent alternativement dans un plan {111} et un plan {001}.

## **A1.2. GLISSEMENT CUBIQUE À BASSE TEMPÉRATURE.**

### **A1.2.1. OBSERVATIONS.**

Les premières observations mettant en évidence le glissement cubique à basse et moyenne température sont dues à Staton-Bevan et Rawlings (1975) puis Saburi et al. (1977) dans respectivement  $\text{Ni}_3(\text{Al,Ti})$  et  $\text{Ni}_3(\text{Al,W})$ . Les observations les plus claires ont été réalisées par Lall et al. (1979) sur  $\text{Ni}_3(\text{Al,Nb})$  : les systèmes primaires cubiques et octaédriques sont activés dès la limite d'élasticité atteinte, à 300 K et 420 K, alors que le pic de limite d'écoulement se situe à 600 K. Des observations similaires portent sur d'autres monocristaux intermétalliques orientés selon [111] (Umakoshi et al., 1984). On note que toutes ces observations se réfèrent à du glissement cubique primaire.

La technique de la microscopie à haute résolution a permis à Korner (1989) de localiser des parois d'antiphase dans des plans {001}. Contrairement aux expériences macroscopiques, le système cubique observé est en fait le système de glissement dévié d'un système primaire octaédrique, bien que le facteur de Schmid correspondant soit inférieur à celui du système cubique primaire.

### **A1.2.2. MÉCANISMES MICROSCOPIQUES PROPOSÉS.**

D'autres ont constaté du glissement cubique dans la phase  $\gamma'$  des superalliages base nickel monocristallin (Korner, 1989) (Clément et al., 1991a, 1991b) (Lours et al., 1991) et proposent des mécanismes à partir de leurs observations in situ; notamment, Clément et al (1991a) concluent que le glissement cubique est plus facile dans la phase  $\gamma'$ , alors qu'il se fait plutôt par glissement {111}. De plus, ils ont quantifié la cisssion critique résolue correspondant au mouvement des dislocations vis dans les plans cubiques de la phase  $\gamma'$  de CMSX2.

D'après ces auteurs, si l'on se réfère aux modèles de glissement cubique basés sur des interactions fortes entre le coeur des dislocations et le réseau cristallin, le mouvement des dislocations est thermiquement activé, une extrapolation aux basses températures donne, a priori, des cisssions résolues très élevées : la probabilité de glissement cubique devient nulle. Alors les auteurs proposent un mécanisme où le mouvement des dislocations dérive du mécanisme de Peierls, appelé "blocage-déblocage"; il correspond à un double processus de glissement dévié des dislocations superpartielles qui s'étendent alternativement dans un plan {001} de basse énergie -blocage- et dans un plan {111} de plus haute énergie -déblocage-. Ce mécanisme s'applique dans toute la gamme de températures étudiées 140K-1150K et explique le glissement cubique à basse température. La mesure du rayon de courbure  $R$  des dislocations mobiles permet de calculer la tension de ligne  $\tau$  à l'équilibre dans une hypothèse d'élasticité anisotrope. Puis les probabilités de mécanismes de "blocage" et "déblocage" sont calculées. L'évaluation de la cisssion à partir de ce modèle est reportée en figure A1.1 ainsi que des mesures macroscopiques issues de différentes études : il s'agit de chargements monotones appliqués à des monocristaux  $\langle 111 \rangle$  (Clément et al., 1991b). Il apparaît clairement que la cisssion résolue pour le glissement cubique n'augmente pas lorsque la température diminue de 500K à 140K.

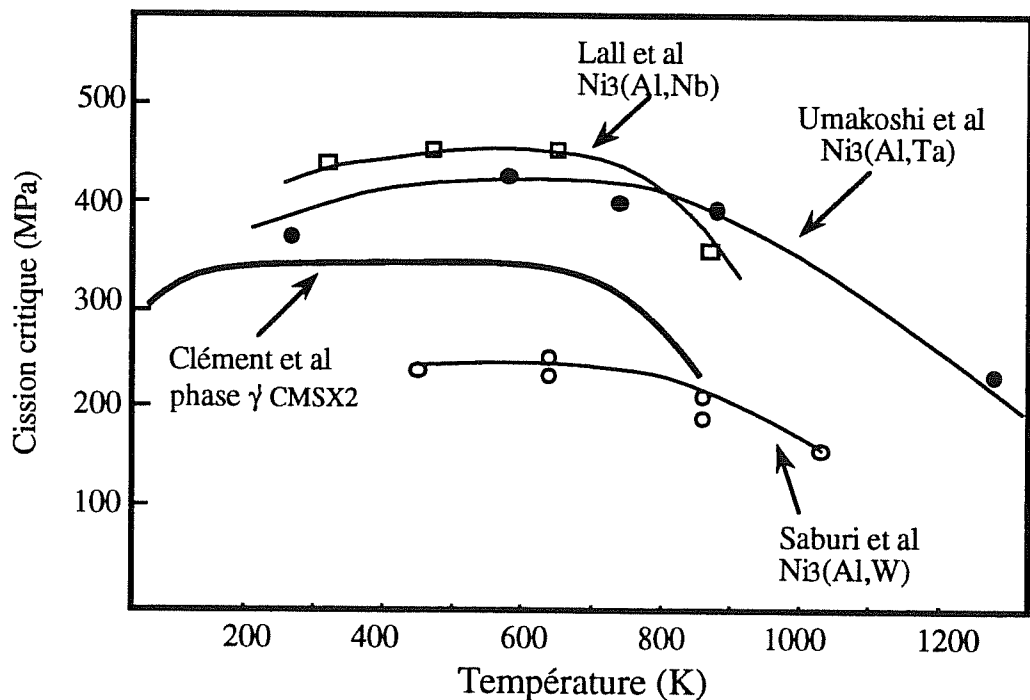


Figure A1.1 : Evolution de la cisssion critique pour le glissement cubique en fonction de la température suivant différentes études. La courbe de Clément et al provient d'essais in-situ.

Le glissement cubique est tout à fait possible à basse température comme le montre le schéma représenté en figure A1.2 proposé par Clément et al. (1991b) pour la phase  $\gamma'$  de CMSX2.

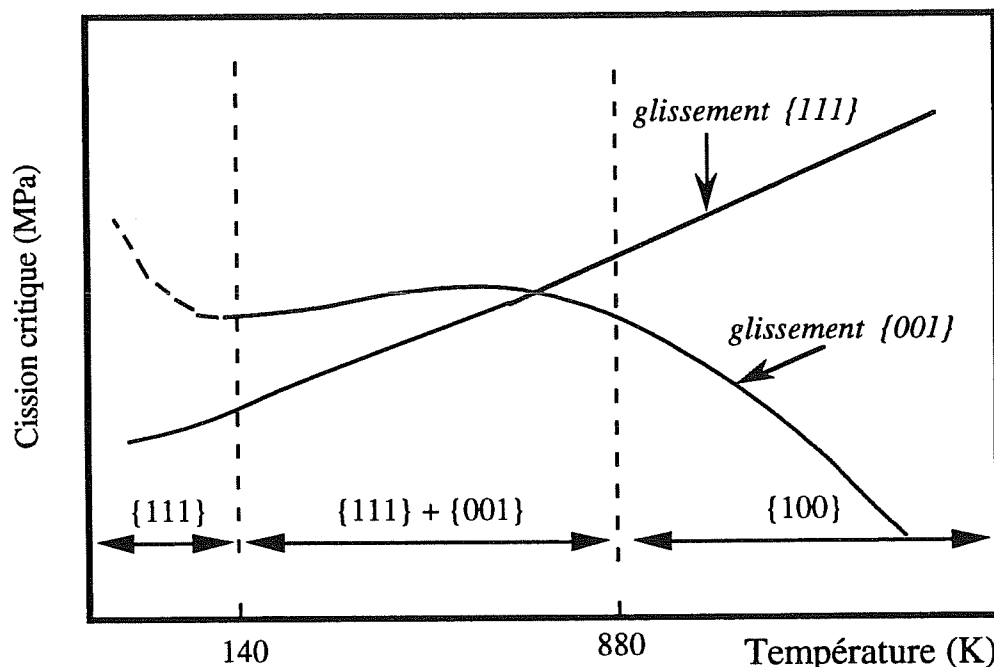


Figure A1.2 : Schéma décrivant la variation réelle de la cission critique pour les glissements cubiques et octaédriques en fonction de la température, dans la phase  $\gamma'$  du CMSX2 (Clément et al., 1991b).

### A1.3. PROPRIÉTÉS DU GLISSEMENT CUBIQUE.

Au niveau microscopique d'une lame mince, Clément et al (1991a, 1991b) constatent que le glissement cubique est très homogène, contrairement au glissement octaédrique. La cission résolue critique du glissement cubique varie avec la température. Dès que la stoechiométrie des alliages varie un peu, la courbe donnant l'évolution de la cission résolue critique (pour le glissement cubique) avec la température est changée; l'activation du glissement cubique est favorisée par l'addition de Mo, Nb, Ta, Ti, et W (Pope et Ezz, 1984); cette influence est beaucoup plus forte d'ailleurs que pour le glissement octaédrique (Shah et Duhl, 1984, 1988, Miner et al., 1982).

*ANNEXE A2*

*BIBLIOGRAPHIE SUR  
LE COMPORTEMENT  
A HAUTE  
TEMPERATURE*



Avant de décrire les essais et les modes de déformation observés sur les monocristaux d'AM1 à 950°C, il a paru intéressant d'effectuer une brève synthèse des analyses expérimentales du comportement mécanique à haute température des alliages durcis par précipitation; on tente de faire ressortir plus particulièrement l'effet de la contrainte et de la vitesse de sollicitation sur les modes de déformation pour différents chargements.

### A2.1. COMPORTEMENT SOUS FAIBLE CONTRAINTE.

On explore ici le domaine des faibles contraintes et des faibles vitesses de déformation, de l'ordre de  $10^{-8} \text{ s}^{-1}$ . Parmi les trois stades de fluage classiquement décrits, le fluage primaire d'un monocristal orienté selon [001] se caractérise par la courbure des dislocations dans les couloirs  $\gamma$  dans des plans {111}. La déformation confinée dans la matrice dès ce premier stade est observée dans le CMSX2 à 850°C (Caron et Kahn, 1983, 1986, 1988), dans un alliage expérimental riche en Ta (Fredholm et Strudel, 1984), dans le SRR99 à 980°C (Feller-Kniepmeier, 1989). Des réarrangements tridimensionnels de dislocations remplissent les couloirs de matrice (Ayrault, 1989; Pollock et Argon, 1992), probablement à cause des contraintes élevées dues au "misfit".

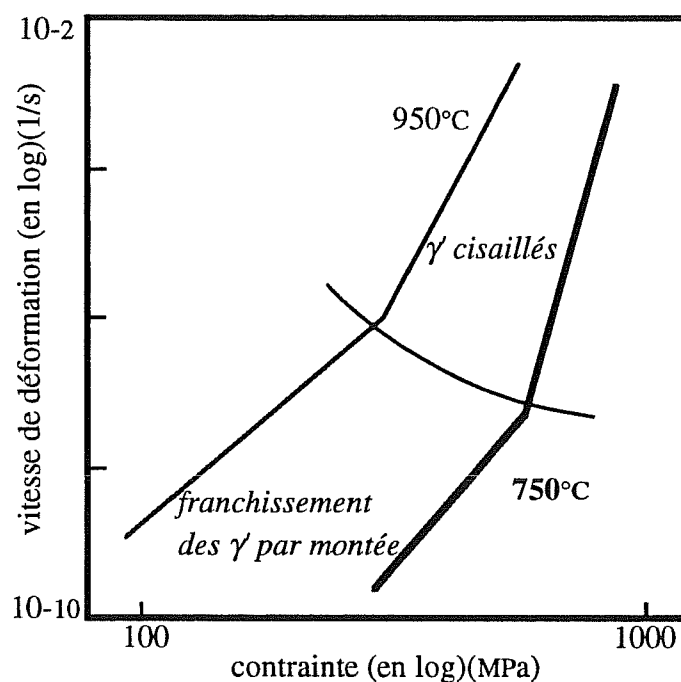
Ces réseaux de dislocations, pour lesquels le vecteur de Burgers le plus fréquent est  $\pm \frac{a}{2} \langle 011 \rangle$ , s'étendent dans toute la matrice lors du fluage secondaire. La modification de la fraction volumique  $v_f$  de phase  $\gamma'$  influe sur la vitesse de fluage secondaire, qui varie quantitativement en  $a/(v_f)^{2/3}$ , où  $a$  est la longueur du côté d'un précipité  $\gamma'$  (Lin et Wen, 1990). La mise en radeaux des précipités n'a pas été observée dans ces études. Une explication est donnée par Ayrault (1989) qui relie cette évolution microstructurale aux "réseaux statiques" de dislocations aux interfaces  $\gamma-\gamma'$ ; et à 950°C, le monocristal AM1 déformé sous 250 MPa présente très peu de ces configurations. La déformation inélastique provient des dislocations mobiles sur des systèmes de glissement activés.



## A2.2. COMPORTEMENT SOUS FORTE CONTRAINTE.

Dès que le niveau de contraintes s'élève, deux mécanismes microscopiques de déformation sont mis en évidence : (i) le contournement des précipités, évoqué déjà lors du fluage, où les dislocations sont dans la matrice et bloquées à l'interface  $\gamma$ - $\gamma'$ ; (ii) le cisaillement des précipités par des paires de dislocations, de vecteur de Burgers  $\pm \frac{a}{2} \langle 110 \rangle$ . Macroscopiquement, le premier mécanisme conduit à une déformation inélastique homogène, alors que le glissement associé au cisaillement des précipités donne un aspect macroscopique hétérogène. Antolovich et al. (1981) observent une structure stable de dislocations, stockées à l'interface, dans le René 77, après un chargement cyclique à 927°C. Poubanne (1989) constate sur des monocristaux d'AM1 testés à 950°C l'homogénéité macroscopique de la déformation inélastique puisqu'aucune trace de glissement n'est visible, quelle que soit l'orientation cristallographique et la vitesse de déformation ( $\dot{\epsilon}_t = 1 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$  et  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{s}^{-1}$ ). Les analyses en microscopie à transmission montrent que toutes les dislocations sont stockées à l'interface  $\gamma$ - $\gamma'$  et dans la matrice; la répartition spatiale de la phase  $\gamma$  en couloirs très fins (0,1  $\mu\text{m}$ ) entraîne la formation de réseaux tridimensionnels de dislocations entourant les précipités. Ces mécanismes ont également été invoqués lors de la sollicitation du PWA 1480 (Shah et Duhal, 1984), du René N4 (Gabb et al., 1986).

Peu d'études rapportent le comportement des superalliages biphasés sous forte contrainte et faible vitesse de sollicitation. Mukherji et al. (1990) ont analysé les structures de dislocations en relation avec le comportement pour un alliage contenant 40% de précipités  $\gamma'$  sphériques. Des sollicitations de fluage et de traction permettent de couvrir un domaine de vitesses ( $10^{-3}$  à  $10^{-10} \text{s}^{-1}$ ) et de contraintes (100 à 1000 MPa) très étendu; les résultats correspondants montrent l'existence de deux régions : le domaine des faibles contraintes où la déformation présente une distribution de dislocations homogène dans la matrice, les précipités étant exempts de dislocations; le domaine des fortes contraintes où les observations montrent des fautes d'empilement dans les précipités cisailés. Ces derniers sont associés à la présence de bandes de glissement visibles en microscopie optique. Ces deux mécanismes sont thermiquement activés et une élévation de la température provoque une translation de la frontière vers les basses contraintes, de sorte qu'à 950°C, au-dessus de 600 MPa, les précipités sont toujours cisailés (figure A2.1).



**Figure A2.1 :** Influence des conditions d'essais sur le comportement d'un superalliage base nickel contenant 40% de précipités  $\gamma'$  sphériques d'après Mukherji et al. (1990).



# *ANNEXE A3*

## *COMPORTEMENT EXPERIMENTAL EN TRACTION-TORSION*



Un des points discriminants pour un modèle mécanique anisotrope est la réalisation, expérimentale et numérique, d'essais multiaxiaux sur monocristaux.

Des essais biaxiaux ont été réalisés à l'ONERA sur des tubes minces en CMSX2 d'orientation cristallographique proche de [001] et un programme de détection automatique de surface seuil en traction-torsion a été développé.

Cette étude a été l'occasion d'une collaboration étroite entre l'ONERA et le Centre des Matériaux. Les essais mécaniques ont été réalisés à l'ONERA (Nouailhas et al., 1991c). Les observations microstructurales ont été effectuées au Centre des Matériaux. On décrit ici l'ensemble de l'étude, y compris la part de l'ONERA. Le lecteur pourra également se reporter à des publications déjà effectuées pour plus d'informations (Nouailhas et al., 1991d).

## **A3.1. MATERIAUX ET METHODES EXPERIMENTALES.**

### **A3.1. 1. MATÉRIAUX ET ESSAIS MÉCANIQUES.**

La composition de l'alliage CMSX2, fourni par SNECMA, est reportée en tableau A3.1. Différents traitements thermiques permettent d'obtenir une structure où la fraction volumique de phase durcissante  $\gamma'$  atteint 65%; la taille des précipités  $\gamma'$  cuboïdaux vaut 0,5  $\mu\text{m}$ . Les trois traitements thermiques utilisés sont :

- 1315 °C pendant 3 heures sous vide,
- 1100 °C pendant 10 heures sous argon,
- 870 °C pendant 16 heures sous argon.

	Ni	Co	Cr	Mo	W	Ta	Al	Ti	C	Fe	Hf	Si
<b>CMSX2</b>	<b>Base</b>	4,64	7,77	0,61	8,06	6,00	5,50	1,00	0,001	0,02	0,01	0,005

Tableau A3.1 : Compositions chimiques pondérales du CMSX2.

Une machine de traction - compression - torsion hydraulique asservie, comprenant un vérin à paliers hydrostatiques, a été utilisée pour la génération des efforts. L'influence des déformations anisotropes dues à un mauvais alignement a été minimisée par l'utilisation d'un vérin à paliers hydrostatiques permettant une libre rotation de l'éprouvette.

L'éprouvette de traction - torsion monocristalline est constituée d'un tube mince monocristallin ( $\varnothing_{int} = 14$ ,  $\varnothing_{ext} = 16$ mm) rapporté par des têtes d'amarrage polycristallines brasées. Lors de ces essais, le tube mince monocristallin n'est plus un élément de volume; des calculs par éléments finis (Méric, 1989, 1990, 1991) ont montré que la répartition des déformations et des contraintes est fortement hétérogène lors du chargement en torsion si bien que l'analyse expérimentale nécessite la mesure locale des déformations. C'est pourquoi une série d'essais a été réalisée à température ambiante, afin de mesurer les déformations locales à l'aide de micro-jauges tridirectionnelles, qui délivrent une mesure de l'allongement et deux mesures de cisaillements à 45 degrés l'un de l'autre.

Du fait de la symétrie cubique du cristal, les zones les plus intéressantes à regarder correspondent à des directions cristallographiques secondaires [100] et [110].

### A3.1. 2. DÉTERMINATION DES ORIENTATIONS SECONDAIRES [001] ET [110].

Après polissage du fût monocristallin de l'éprouvette, une attaque chimique de Kalling a été réalisée afin de vérifier, par l'alignement des dendrites primaires, l'orientation principale. Dans tous les cas, la désorientation par rapport à (001) est inférieure à 2°.

Un montage a été mis au point pour identifier les orientations secondaires; il s'inspire de la conception d'un goniomètre de texture. Les conditions géométriques, sont fixées par la loi de Bragg. Ainsi, pour rechercher un plan {hkl} réticulaire :

La loi de Bragg donne l'angle de diffraction :

$$\lambda = 2d \sin\theta = \frac{2a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \sin\theta \quad A3.1$$

$$\text{soit : } \sin\theta = \frac{\lambda}{2a} \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad A3.2$$

Pour la maille Ni pur cubique, le paramètre de maille vaut  $a = 2,52 \text{ \AA}$ , et le faisceau incident possède une longueur d'onde  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ . On cherche à détecter les plans  $\{001\}$  et  $\{110\}$  et on explore les deux cas suivants :

Conditions de réflexion d'un plan  $\{001\}$  :  $\theta = 17^\circ 8'$

Conditions de réflexion d'un plan  $\{110\}$  :  $\theta = 25^\circ 6'$

On positionne donc l'éprouvette sous l'incidence du faisceau monochromatique RX selon les angles déterminés ci-dessus, et l'éprouvette tourne sur elle-même jusqu'à obtenir l'endroit de réflexion maximale caractérisant le plan réticulaire recherché. Le pic d'intensité maximale est très étroit et très net, néanmoins les zones obtenues sont par la suite vérifiées par la méthode de Laüé en retour. Les jauges sont positionnées sur ces zones cristallographiques,  $[001]$  et  $[110]$  (figure A3.1).

### A3.1.3 INTERPRÉTATION DES ESSAIS BIAxiaux.

En considérant que le seul mécanisme responsable de la déformation inélastique est le glissement cristallographique, les résultats sont interprétés via la loi de Schmid. En traction, les huit systèmes octaédriques peuvent contribuer à la déformation inélastique avec un facteur de Schmid de  $1/\sqrt{6}$ . La figure A3.2 illustre les systèmes de glissement potentiellement actifs pour la torsion.

Selon le type de glissement considéré, octaédrique (figure A3.2a) ou cubique (figure A3.2b), les cisssions résolues déduites de la loi de Schmid (dans une écriture tensorielle 3D) diffèrent, et ceci pour les deux orientations secondaires  $[001]$  et  $[110]$  considérées. Dans tous les cas, la cisssion résolue pour  $[110]$  est plus faible que pour  $[001]$ , dans un rapport  $\tau_{<110>} = \sqrt{2} \tau_{<100>}$ .



## A3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX.

La démarche utilisée lors des essais uniaxiaux a été appliquée ici : l'analyse des résultats porte d'une part sur la réponse mécanique des jauges de déformation à une sollicitation, et d'autre part sur les modes de déformation obtenus. Des observations ont été réalisées sur le fût et sur les répliques de surface des éprouvettes testées, afin d'identifier, dans la mesure du possible - le collage des jauges a abîmé la surface - les traces de glissement, et de remonter aux systèmes actifs.

### A3.2.1. RÉPONSE MÉCANIQUE.

Les trajets de chargement, à angle et déplacement imposés, sont les suivants :

Sp<sub>1</sub> : traction de référence

Sp<sub>2</sub> : chargement cyclique symétrique en torsion pure (5 cycles).

Sp<sub>3</sub> : traction-torsion en phase répétée (3 cycles) suivie d'une torsion pure. Les chargements correspondants, dans un diagramme  $\sigma_{33}$  -  $\sigma_{23}$  sont reportés en figure A3.3.

La vitesse de chargement équivalente est de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Les tests spécifiques de surface seuil ont été réalisés à 20°C. La surface est explorée par des trajets de chargement radiaux qui repassent par l'origine. Le balayage de la zone en étoile a suivi douze trajets à partir de l'origine. Des essais préliminaires ont permis de fixer un seuil de détection à  $10^{-4}$ , qui correspond à une déformation plastique très petite. Avec une valeur de seuil plus petite, ( $5.10^{-5}$ ), aucune influence sur le résultat n'a été observée.

L'hétérogénéité des déformations de cisaillement est confirmée expérimentalement par les mesures des jauges. Les courbes couple-déformation de cisaillement obtenues en face des régions orientées selon  $\langle 001 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$  sont reportées en figure A3.4. Dès le premier cycle, la zone  $\langle 110 \rangle$  présente plus de déformation inélastique que  $\langle 001 \rangle$  (plus d'un facteur 10). Mais après 5 cycles, le comportement qui présente un écrouissage isotrope important devient élastique pour la zone  $\langle 001 \rangle$ .

Pour les deux orientations secondaires étudiées, la contrainte d'écoulement augmente en fonction du nombre de cycles et la déformation inélastique à  $\Delta\sigma=0$  diminue. Ce comportement a déjà été mis en évidence sur l'AM1 à 20°C dans les essais uniaxiaux de cette étude pour l'orientation  $[001]$  (chapitre II.2).

Le tableau A3.2 résume les résultats importants en terme de contrainte pour les trois tests : Sp<sub>1</sub> (traction), Sp<sub>2</sub> (torsion pure) et Sp<sub>3</sub> (traction - torsion en phase). Ces résultats sont à considérer avec précaution, dans la mesure où ils sont obtenus par un dépouillement approché dans lequel la répartition spatiale est considérée comme uniforme. Ceci n'est bien entendu pas exact dans le cas du cisaillement. Néanmoins les ordres de grandeur sont intéressants à retenir. Pour l'essai Sp<sub>3</sub>, plusieurs valeurs sont rassemblées :

1.  $\tau_y$ , la limite d'élasticité en cisaillement, pour la torsion.
2.  $\sigma_y$ , la limite d'élasticité en traction (après durcissement en torsion) avec la valeur correspondante en torsion (au même instant).
3.  $\tau_s$ , la contrainte de saturation en torsion du premier cycle.
4.  $\tau_y$ ,  $\tau_s$ , les contraintes de cisaillement à la sortie du domaine élastique, et de saturation pour la torsion pure imposée après la traction torsion.

Orientation	<001>	<110>
Traction	$\sigma_y = 800 - 950 \text{ MPa}$	
torsion cyclique	$\tau_y = 552 \text{ MPa}$	$\tau_y = 370 \text{ MPa}$
Traction-torsion en phase (cycle 1)	$\tau_y = 391 \text{ MPa}$	$\tau_y = 370 \text{ MPa}$
	$\sigma_y = 512 \text{ MPa}$	$\sigma_y = 476 \text{ MPa}$
	$\tau_s = 482 \text{ MPa}$	$\tau_s = 486 \text{ MPa}$
Torsion correspondante ( $\sigma = -112$ )	$\tau_y = 525 \text{ MPa}$	$\tau_y = 525 \text{ MPa}$
	$\tau_s = 560 \text{ MPa}$	$\tau_s = 560 \text{ MPa}$

**Tableau A3.2 : Les valeurs des différentes contraintes mesurées.**

Les mesures des déformations axiales fournies par les jauges sont équivalentes suivant les orientations secondaires; ceci est logique dans la mesure où tous les points de la surface sont équivalents d'un point de vue cristallographique, et la plastification a lieu tout autour du fût. En ce qui concerne les déformations de cisaillement, les mesures signalent un début de plasticité pour les régions <110>.

Ensuite, les deux zones cristallographiques ont plastifié, dans un rapport pour la composante de cisaillement, de 1,08 en torsion pure et 1,06 pour le test en phase. Pour la composante axiale, un facteur de 1,08 a été obtenu pour le test en phase. Rappelons que la différence prédite par la loi de Schmid vaut  $\frac{\tau_{\langle 110 \rangle}}{\tau_{\langle 100 \rangle}} = \sqrt{2}$ . Il est difficile d'ores et déjà de tout expliquer sur cette différence. Néanmoins, un effet structural, tel que la présence de déformation inélastique dans les régions "molles"  $\langle 110 \rangle$ , peut conduire à une plastification prématurée dans les régions "dures"  $\langle 001 \rangle$ .

D'autre part, les instabilités de déformation inélastique peuvent conduire, surtout à 20°C, à une propagation de bandes de glissement au-delà de leur zone normale d'activation.

Des observations en cours d'essai sur une structure type "pied d'aube" en AM1 (Forest, 1992) confirment ce qu'on a mis en évidence sur éprouvette de laboratoire et ce qui s'est passé lors de l'essai biaxial sur CMSX2. Au cours de cet essai, des bandes de glissement se sont initiées à partir des trous de la structure, puis se sont propagées très rapidement à la surface dès que le niveau de contrainte a dépassé localement la limite d'élasticité.

Les résultats des trois tests Sp1, Sp2 et Sp3 sont cohérents avec les données des surfaces seuil. Ces résultats sont reportés en figure A3.3 pour la zone  $\langle 110 \rangle$ . La contrainte de référence en traction est égale à 920 MPa. Sur ce diagramme  $\sigma_{23} - \sigma_{33}$  sont reportés les points issus de la torsion pure, et de la traction - torsion en phase, sur les mesures de surface - seuil (en général triplées).

La forme de la surface est en bon accord avec les données théoriques (loi de Schmid). En fait, ce diagramme comporte deux surfaces de charges calculées à partir du critère cristallographique.

(i) La ligne continue correspond à l'hypothèse que le glissement cubique a la même cisssion résolue critique que l'octaédrique (à savoir  $\frac{920}{\sqrt{6}}$  soit 375 MPa). Or nous avons montré dans l'étude de l'AM1 à 20°C (chapitre II.2) que cela n'était pas le cas. A partir des courbes cycliques  $\sigma - \epsilon_t$  des éprouvettes orientées selon [001] et [111] et des observations correspondantes, qui ont révélé du glissement octaédrique pour [001] et cubique pour [111], il a été possible de montrer la relation  $\tau_{\text{cub}} > \tau_{\text{octa}}$ .

(ii) La ligne discontinue correspond à l'hypothèse la plus réaliste, à savoir  $\tau_{\text{octa}} = 375$  MPa et  $\tau_{\text{cub}} = 490$  MPa. Il semble que cette dernière valeur soit une valeur maximale, obtenue avec durcissement.

En fait, l'évaluation de la surface de charge réalisée ici ne correspond pas au vrai domaine élastique initial dans chaque direction, mais à l'accumulation, pour chaque point,

d'un léger écrouissage. Cela explique pourquoi la surface de charge obtenue expérimentalement est cohérente avec les valeurs asymptotiques de cisaillement pur lors des essais Sp<sub>2</sub> et Sp<sub>3</sub>. Dans ce dernier cas, on peut vérifier que, durant le chargement à angle et déplacement imposés, le point représentatif, dans le plan  $\sigma_{33} - \sigma_{23}$ , se déplace jusqu'au coin de la surface de charge.

Cette recherche expérimentale de surface de charge a permis de confirmer un point important du comportement, à savoir que, pour un chargement radial traction-torsion avec une part faible uniaxiale, l'écoulement plastique est en cisaillement pur. Cela se traduit par l'existence, sur le critère de plasticité, d'une horizontale. L'écoulement plastique en traction ne commence que lorsque le niveau de contrainte axiale augmente. D'un point de vue théorique, l'existence des coins correspond à un trajet de chargement de 40,5 degrés avec l'axe horizontal dans le plan des contraintes  $\sigma_{33}-\sigma_{23}$ , si  $\tau_{\text{cub}} = 490 \text{ MPa}$ .

Expérimentalement, d'autres trajets de chargement ont permis d'explorer cette zone : à 55 degrés, l'écoulement plastique axial est pratiquement nul, et à 45 degrés, un léger écoulement est mesuré.

### **A3.2.2. OBSERVATION DES BANDES DE GLISSEMENT.**

Une étude détaillée des traces de glissement a été réalisée, dans la mesure du possible, sur les éprouvettes Sp<sub>2</sub> et Sp<sub>3</sub>, par prise de répliques de surface. Des mesures interférométriques ont complété ces observations.

#### ***Torsion pure (Sp<sub>2</sub>)***

Les bandes de glissement dues à la torsion sont très fines et n'ont pu être observées qu'à fort grossissement en électrons rétrodiffusés. La figure A3.5a montre ces bandes horizontales, très fines, avec des hauteurs de marche évaluées à 0,8  $\mu\text{m}$  (figure A3.5b).

#### ***Traction-Torsion (Sp<sub>3</sub>)***

Les modes de déformation sont plus complexes pour l'essai combiné, cependant, on peut distinguer deux types de bandes de glissement :

- les traces sinusoïdales correspondent à des plans octaédriques activés lors de la sollicitation uniaxiale. Les quatre plans octaédriques ont été activés dans des directions de type  $\langle 110 \rangle$ .

- des traces beaucoup plus fines, invisibles sur la réplique à faible grossissement, ont été observées perpendiculairement à l'axe du tube. Ces lignes apparaissent sur la figure A3.6 à fort grossissement au milieu des bandes de glissement octaédrique, et correspondent

probablement à du glissement cubique. Elles sont apparues en face des directions secondaires de type  $\langle 110 \rangle$  et aussi  $\langle 001 \rangle$ , soit huit zones autour du tube.

En fait, ces deux modes de déformation n'ont pas eu lieu simultanément (glissement dans les plans  $\{111\}$  lors du chargement traction - torsion, puis glissement dans les plans  $\{001\}$  ensuite lors de la phase torsion pure). Comme aucune influence des premiers cycles biaxiaux n'a été observée sur la réponse (mécanique, et en terme de modes de déformation) à lors de la torsion pure suivante, nous pouvons conclure qu'il n'existe pas d'écrouissage croisé significatif du glissement octaédrique sur le glissement cubique.

Des illustrations détaillées des bandes en face d'une direction secondaire de type  $\langle 110 \rangle$  sont reportées en figure A3.6b.

Les deux types de glissement (cubique en noir, octaédrique multiple en blanc) sont présents sur la figure A3.6b, et présentent des aspects différents. A l'échelle plus fine de la structure  $\gamma/\gamma'$  (figures A3.6c) une bande due au glissement octaédrique peut en fait être constituée de plusieurs lignes de glissement bien distinctes.

D'après les mesures effectuées sur les clichés interférométriques, les traces de glissement octaédrique (figure A3.6d) atteignent des hauteurs de marche beaucoup plus importantes ( $2,5 \mu\text{m}$ ) que celles dues au glissement cubique (figure A3.5b). D'autre part, il semble qu'il n'y ait pas par contre de grandes différences entre les hauteurs de marche mesurées, pour le glissement cubique, en face de  $\langle 110 \rangle$  et de  $\langle 001 \rangle$ . L'observation de huit zones (quatre en face de  $\langle 110 \rangle$  et quatre en face de  $\langle 001 \rangle$ ) déformés plastiquement est en bon accord avec les mesures des jauges de déformation qui ont soulevé le problème de l'effet structural, conduisant à une plastification prématurée des zones "dures" de type  $\langle 001 \rangle$ .

Toutes les observations sont rassemblées sur le schéma en figure A3.7.

### A3.3. CONCLUSION.

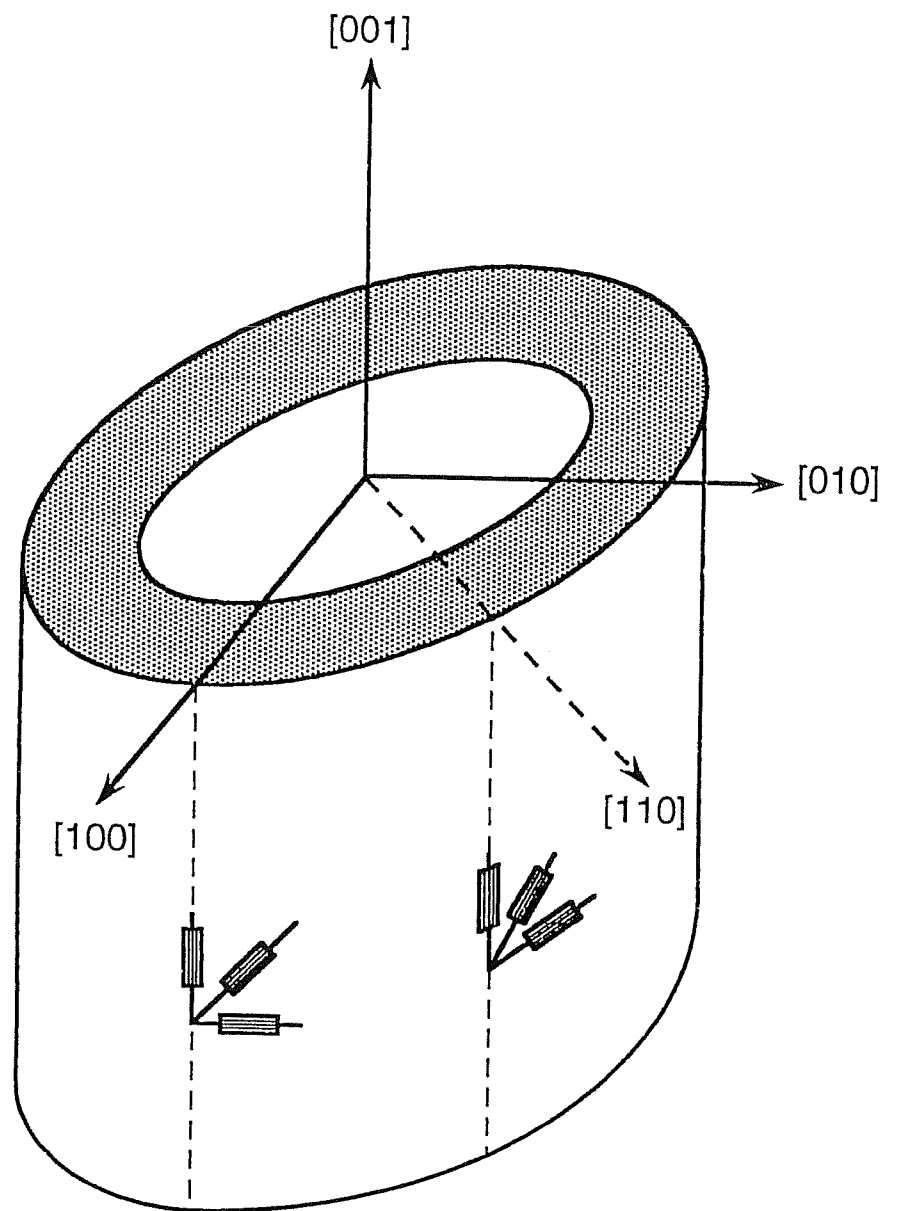
Cette étude, qui réunit des informations à la fois sur les déformations locales et les modes de déformation associés d'un tube mince monocristallin en CMSX2 est la première réalisée sous sollicitations multiaxiales. C'est le début de l'exploration d'un vaste champ d'investigation des matériaux anisotropes.

*La détermination de surface de charge a été réalisée à l'aide des mesures de jauges de déformation, collées en face des directions secondaires  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$  d'un tube monocristallin : la forme correspond à la réponse théorique déduite de la loi de Schmid.*

*La localisation de la déformation s'effectue en face des zones "molles"  $\langle 110 \rangle$  d'abord, puis en face de  $\langle 001 \rangle$ , probablement à cause d'un effet structural.*

*Des bandes de glissement sinusoïdales correspondant à des plans octaédriques ont été activées lors du chargement combiné de traction-torsion. Le glissement cubique prédomine lors de la torsion pure, sous forme de bandes beaucoup plus fines perpendiculaires à l'axe, reportées en huit zones autour du tube, quatre selon  $\langle 001 \rangle$  et quatre selon  $\langle 110 \rangle$ .*





**Figure A3.1 : Position des jauges de déformation sur le tube mince monocristallin testé à 20°C en traction-torsion.**



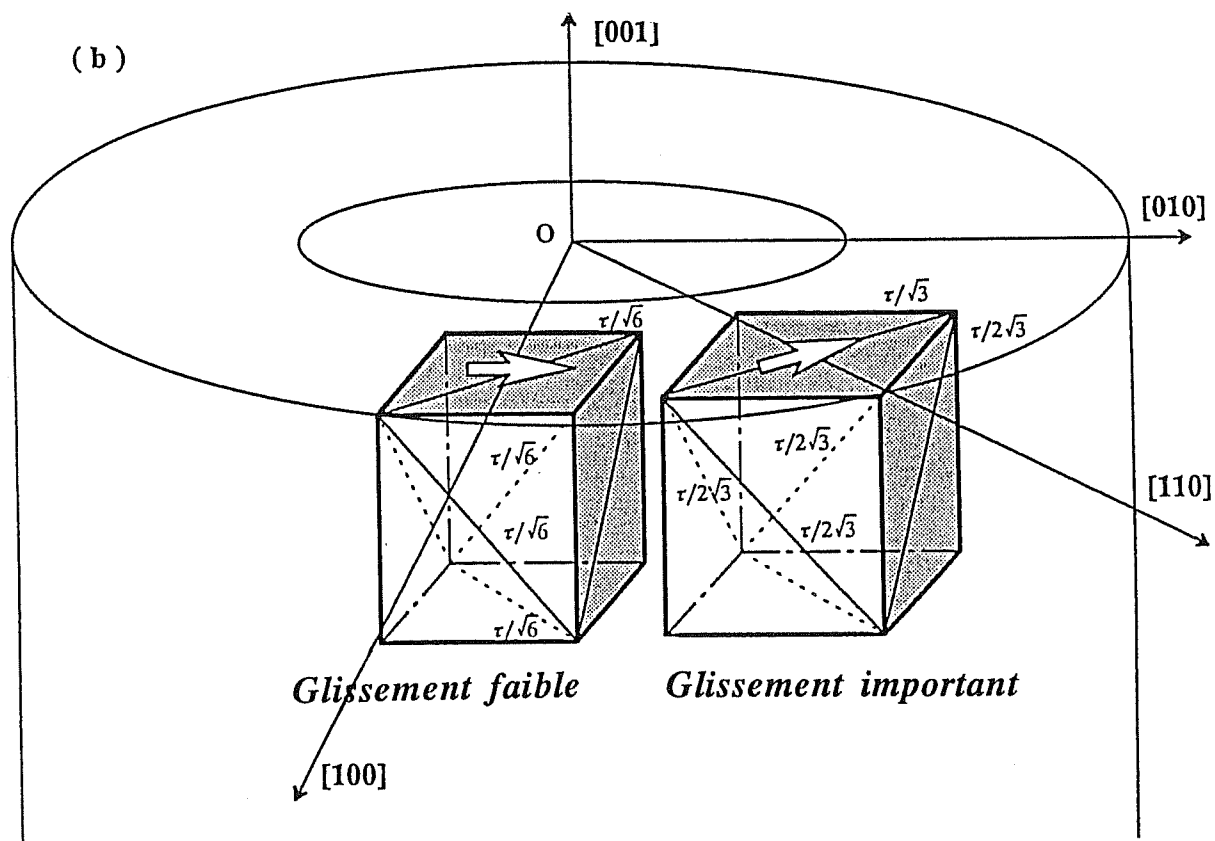
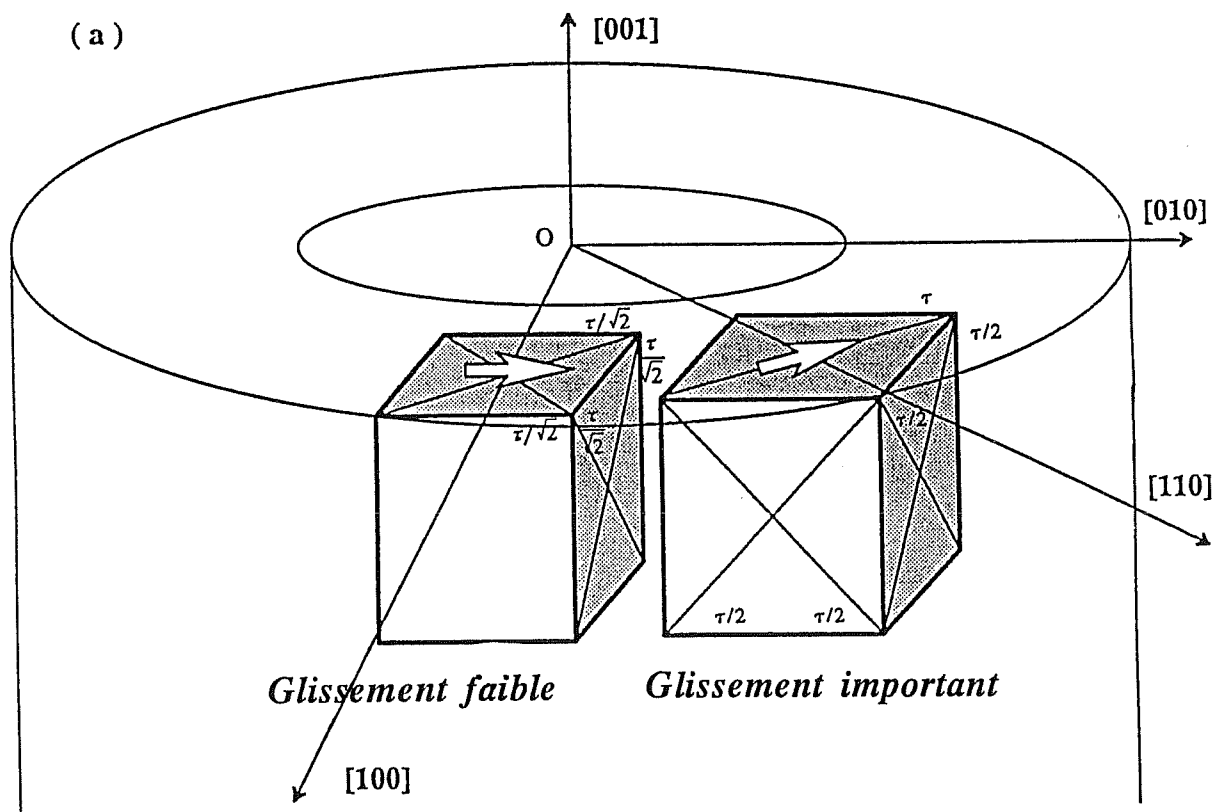


Figure A3.2 : Les systèmes potentiellement actifs en torsion :  
 a. systèmes octaédriques  
 b. systèmes cubiques

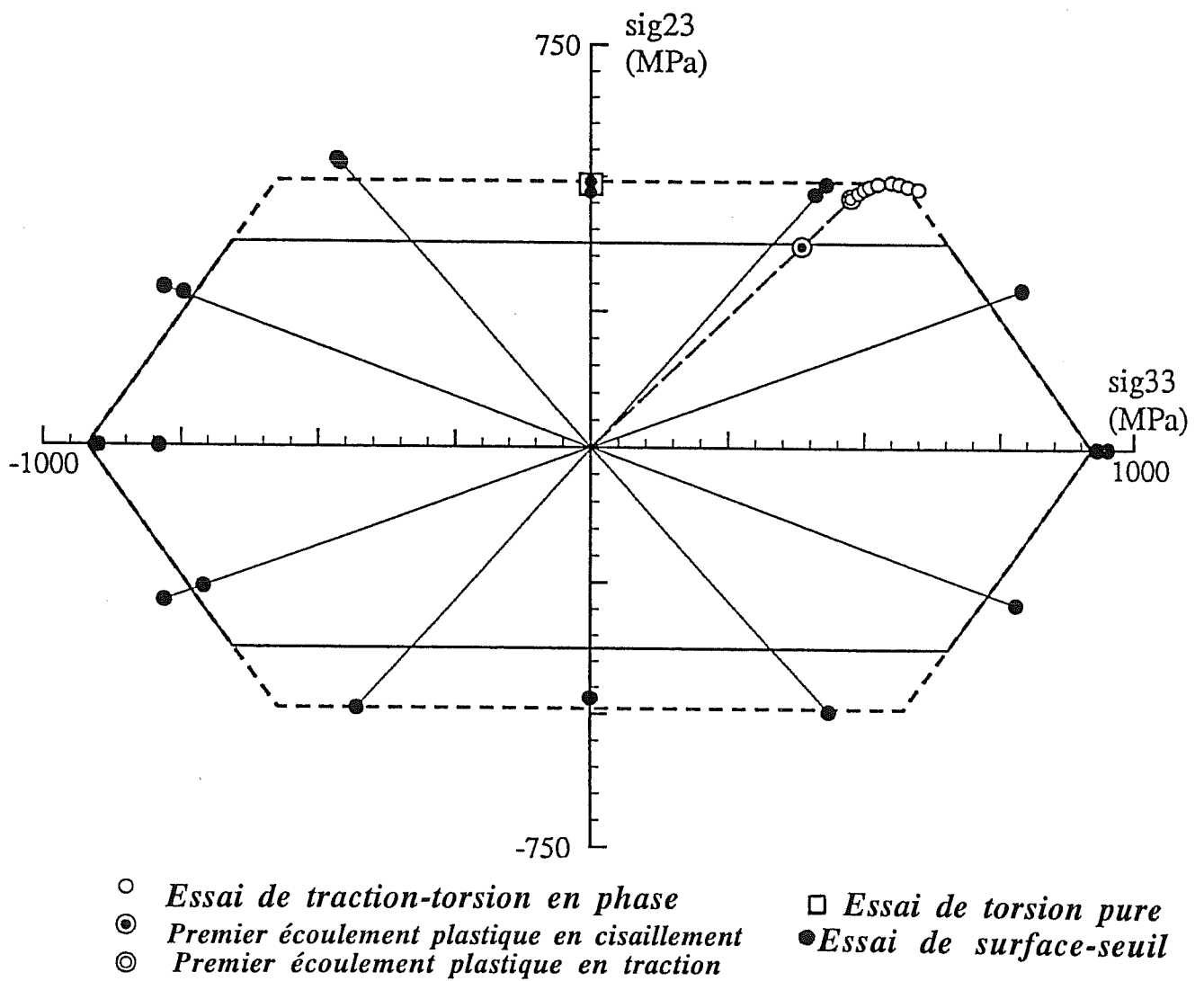


Figure A3.3 : Détermination expérimentale du domaine d'élasticité initial en biaxial en face d'une région cristallographique  $\langle 110 \rangle$  pour le CMSX2 à 20°C.

## TORSION PURE DU CMSX2 A 20°C

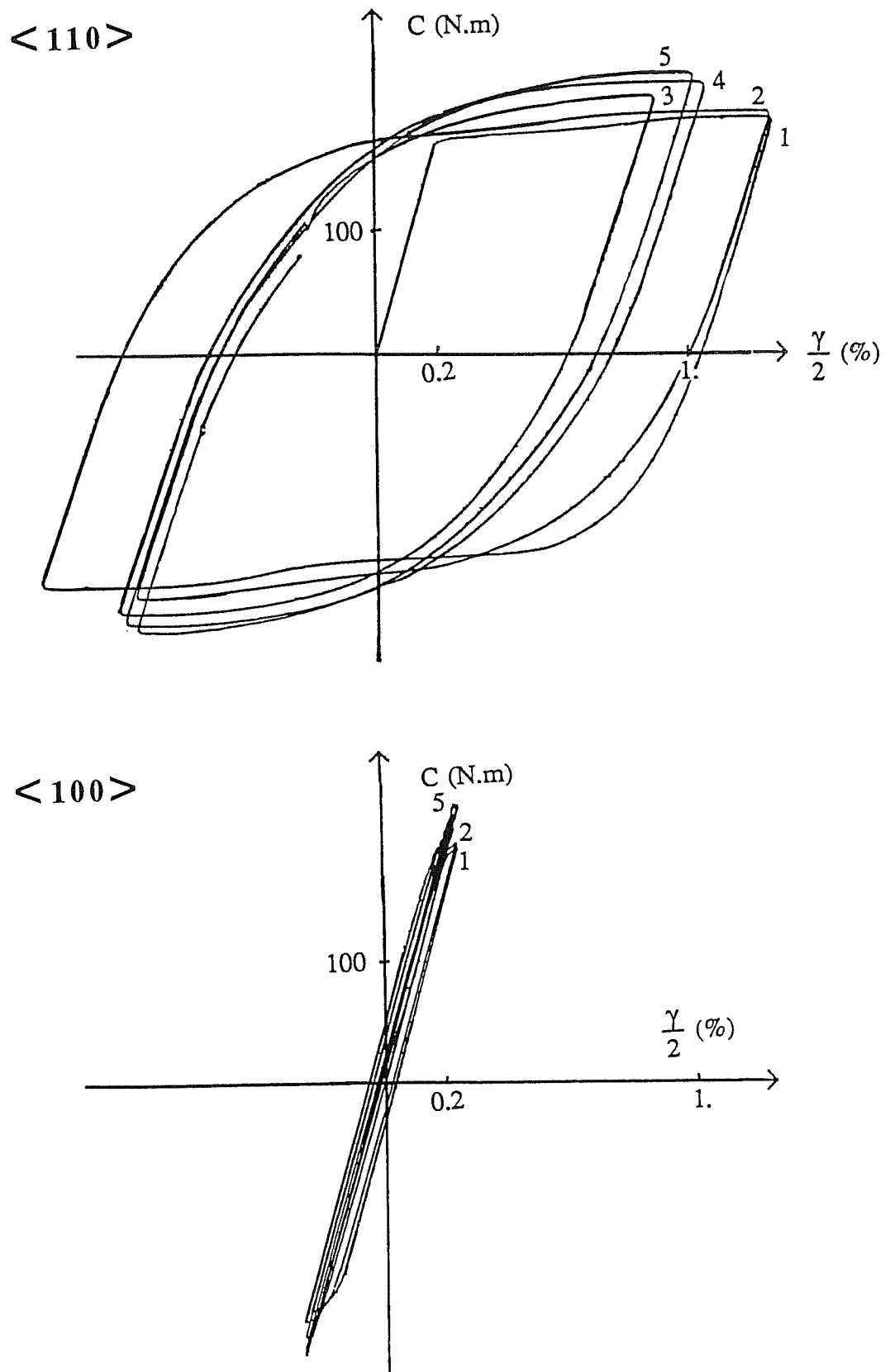
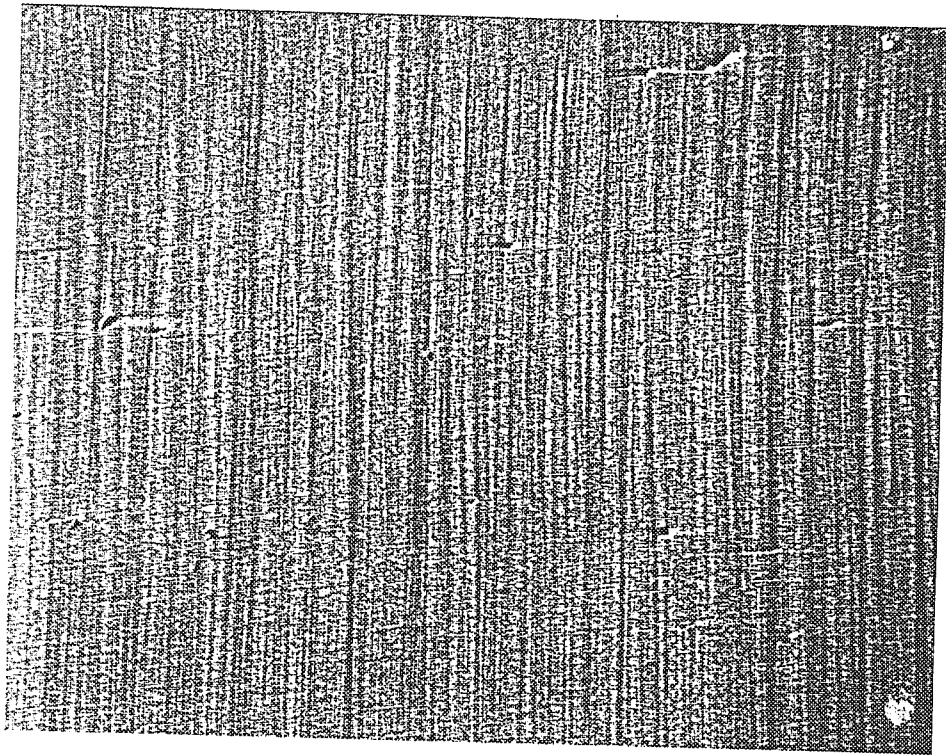


Figure A3.4 : Evolution du couple en fonction du cisaillement mesuré lors de la torsion pure du CMSX2 en face des zones cristallographiques <110> et <100>.

# *BANDES DE GLISSEMENT EN TORSION A 20°C*

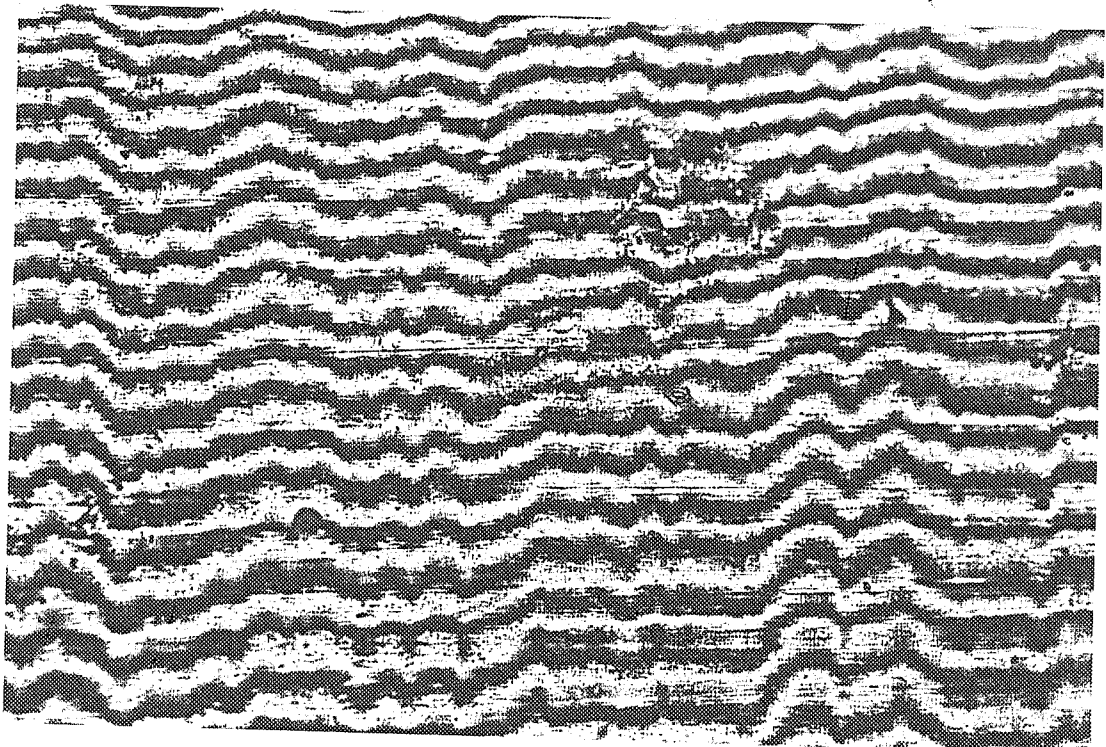
a.



← axe de l'éprouvette →

500  $\mu\text{m}$

b.



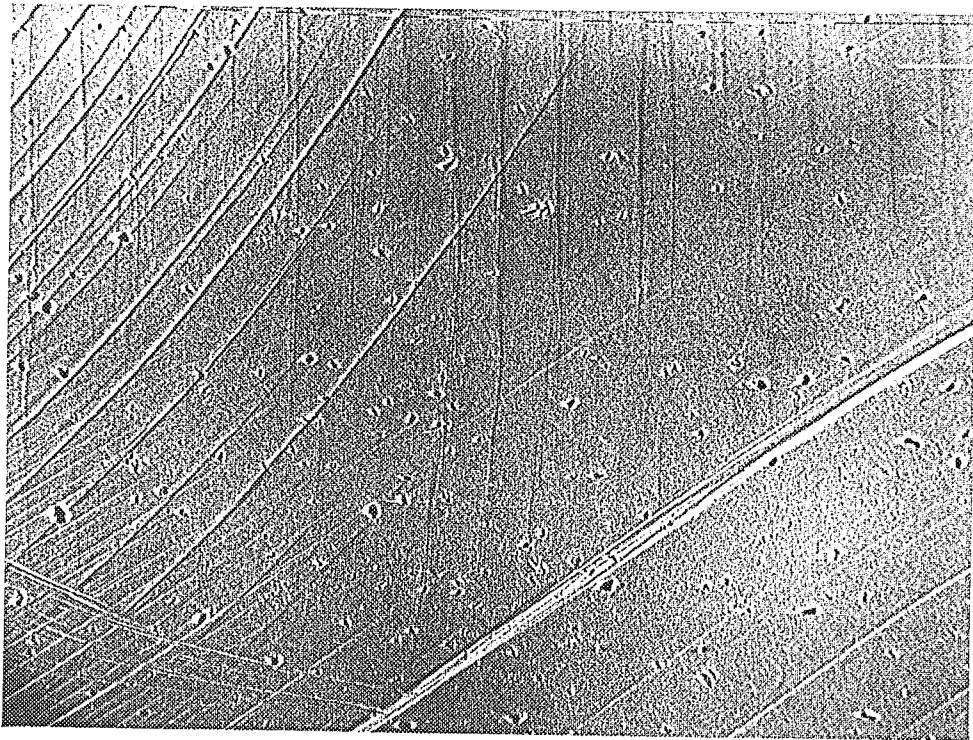
20  $\mu\text{m}$

Figure A3.5 : Les bandes de glissement observées en torsion pure à 20°C sur le CMSX2 ;  
a. Image obtenue en microscopie à balayage sur la surface.  
b. Interférogramme correspondant ( $\lambda = 548 \text{ nm}$ ).



# BANDES DE GLISSEMENT EN TRACTION-TORSION A 20°C

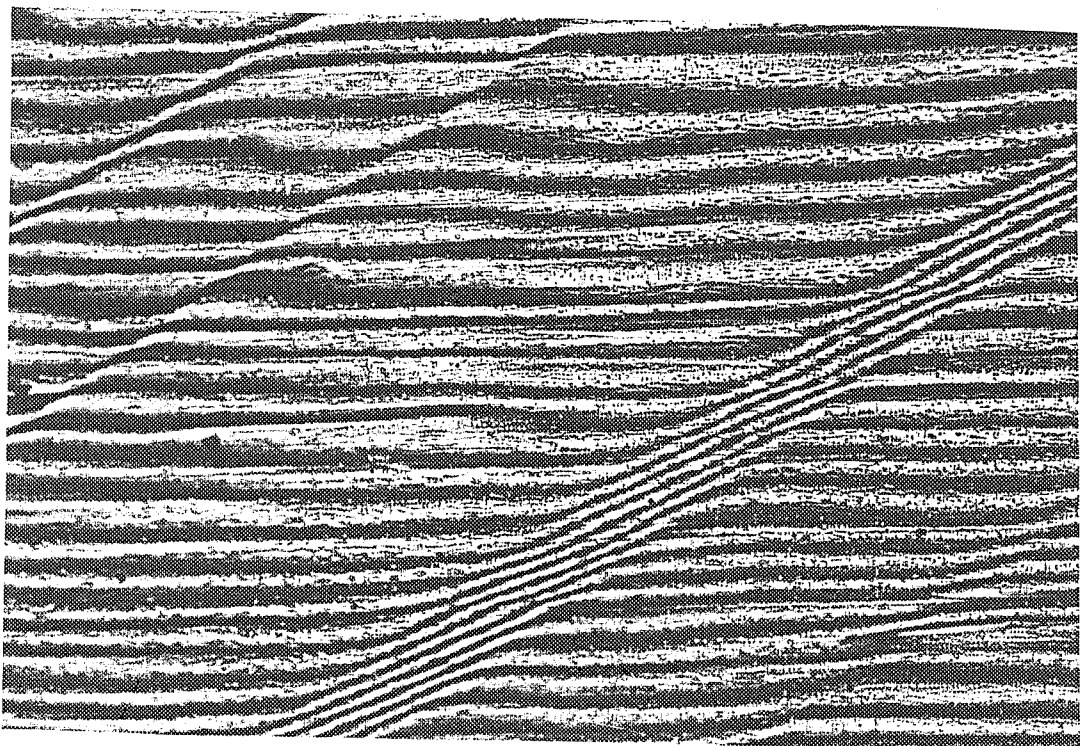
a.



← axe de l'éprouvette →

500  $\mu\text{m}$

b.



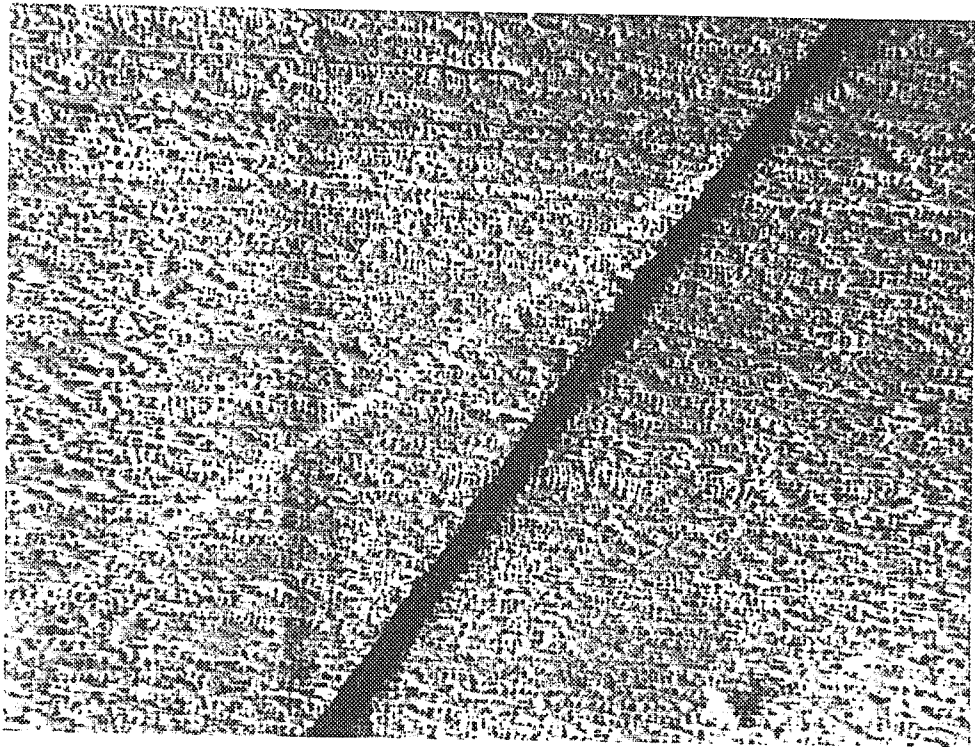
20  $\mu\text{m}$

Figure A3.6 : Les bandes de glissement observées en traction-torsion à 20°C sur le CMSX2 :  
a. Images obtenue en microscopie à balayage sur la surface.  
b. Interférogramme correspondant ( $\lambda = 548 \text{ nm}$ ).



## BANDES DE GLISSEMENT EN TRACTION-TORSION A 20°C

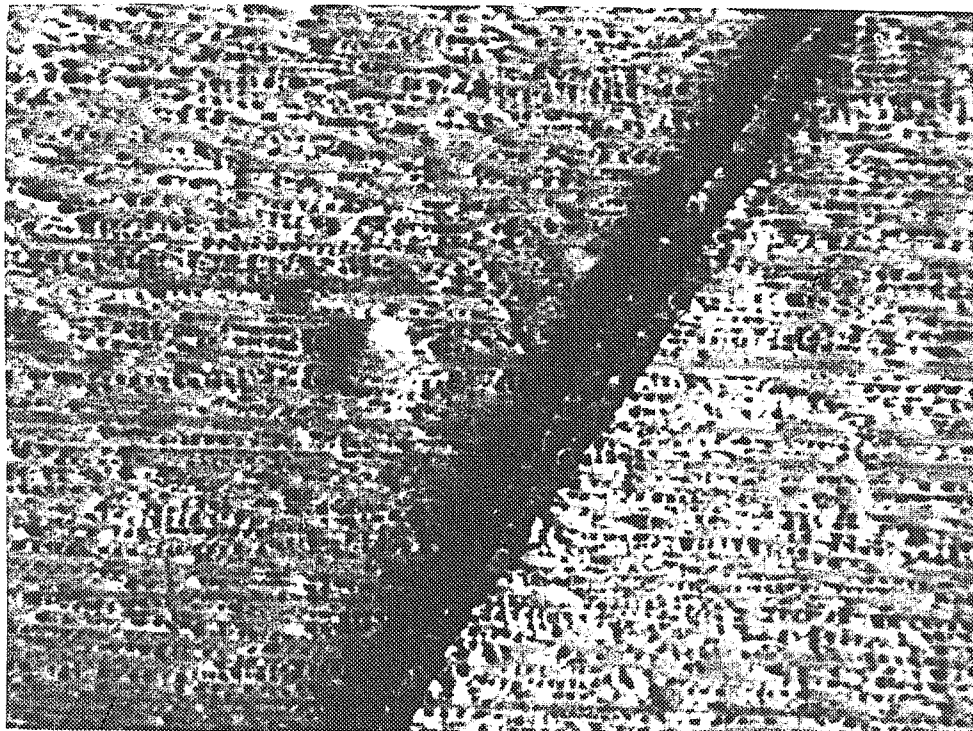
c.



← axe de l'éprouvette →

10  $\mu\text{m}$

d.



5  $\mu\text{m}$

Figure A3.6 : Les bandes de glissement observées en traction-torsion à 20°C sur le CMSX2 : c,d. Images obtenues à divers grossissements en microscopie à balayage sur la surface.





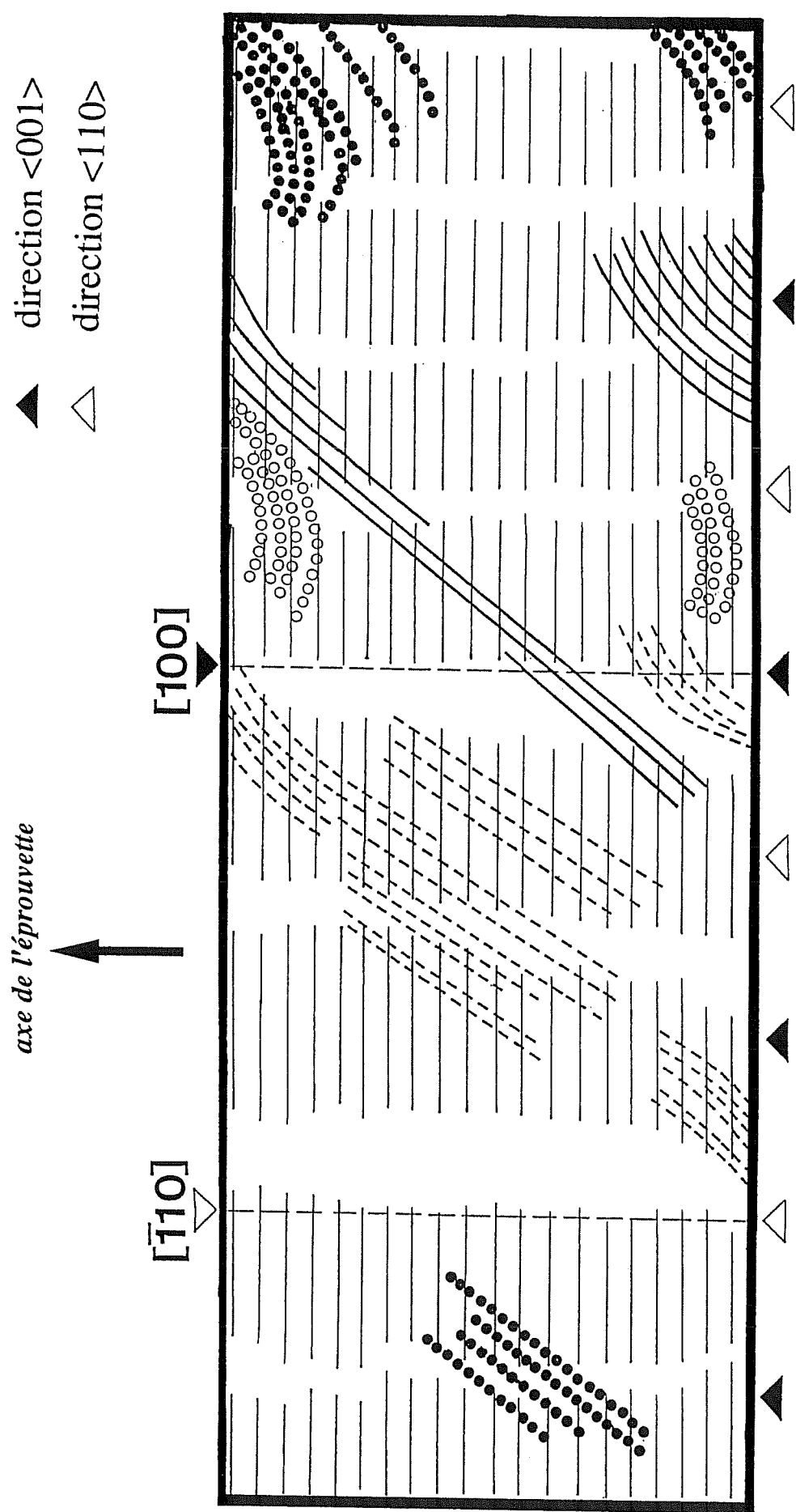


Figure A3.7 : Schéma montrant les bandes de glissement du tube monocristallin de CMSX2 testé en traction-torsion à 20°C (d'après des observations réalisées sur la réplique de surface).



*ANNEXE A4*

*SIDOLO*



Le modèle monox développé au chapitre III.2 a été implanté dans le code d'identification automatique de paramètres Sidolo. Ce logiciel modulaire, dont une description est donnée dans la littérature (Pilvin 1988,1990) a deux fonction principales :

1. c'est d'abord un outil d'aide à l'écriture de modèles de comportement de systèmes physiques; le développeur peut tester différentes modélisations en simulant la réponse d'un matériau donné à une sollicitation choisie. Ses quelques 10000 instructions, écrites en langage Fortan, lui permettent de couvrir, à l'heure actuelle, un nombre important de modèles mécaniques.

2. à partir d'un jeu initial de paramètres, le logiciel optimise par approches successives les coefficients de la loi de comportement écrite au niveau des systèmes de glissement s :

$$\begin{aligned}\dot{\gamma}^s &= \left\langle \frac{|\tau^s - x^s| - r^s}{k_I} \right\rangle^{n_I} \text{signe}(\tau^s - x^s) \\ \tau^s &= \mathbf{m}^s : \boldsymbol{\sigma} \\ m_{ij}^s &= 0.5 (n_i^s l_j^s + n_j^s l_i^s) \\ r^s &= r_I^0 + \sum_{I=1,2} \sum_{t \in G} H_{st} Q_I (1 - e^{-b_I v^s}) \\ x^s &= c_I \alpha^s \\ \dot{\alpha}^s &= \left( \text{sign}(|\tau^s - x^s|) - \frac{d_I}{c_I} \cdot \varphi(v^s) \cdot x^s \right) v^s \\ \varphi(v^s) &= \varphi^I + (1 - \varphi^I) e^{-\delta^I v^s} \\ \dot{v}^s &= |\dot{\gamma}^s|\end{aligned}$$

Tableau A4.1 : Les équations du modèle monox en transformations infinitésimales

La première étape consiste à distinguer les différents types de variables définies dans un dictionnaire propre au modèle par les noms d'identificateurs de ces variables.

**Variables observables :**

temps,

$\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{33}, \epsilon_{12}, \epsilon_{23}, \epsilon_{31}$  (composantes du tenseur de déformation totale),

$\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{31}$  (composantes du tenseur de contrainte),

temper (température pour un chargement anisotherme), force

**Variables à intégrer :**

alpha (1,.....,nbre de systèmes) : composantes du tenseur d'écrouissage  
cinématique  $\alpha^s$ ,

sigma (1,...6) : composantes du tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$ ,

evi (1,...6) : composantes du tenseur des déformations inélastiques  $\epsilon^v_{ij}$ ,

gamcum (1,.....,nbre de systèmes) : composantes du tenseur des glissements cumulés  
 $\gamma^s_{cum}$

ce sont des variables que l'on veut calculer et stocker en plus des deux types de variables définis ci-dessus; notamment :

raysys(1,.....,nbre de systèmes) variable d'écrouissage isotrope microscopique,

xsys(1,.....,nbre de systèmes) variable d'écrouissage cinématique microscopique,

tau(1,.....,nbre de systèmes) cission résolue sur le système de glissement,

L'implantation du modèle s'effectue dans deux sous-programmes. Le premier, "grandf", doit, connaissant l'état actuel du matériau, fournir la dérivée temporelle des variables à intégrer. L'algorithme choisi permet de n'utiliser que la dérivée première, à partir de laquelle le programme calcule automatiquement le pas et effectue l'incrément en cas de succès. Dans le second, "grandg", sont calculées les variables observables, correspondant ou non au chargement imposé, ainsi que les variables auxiliaires.

*ANNEXE A5*

*REMARQUES SUR  
L'ECROUISSAGE  
LATENT DANS  
L'AM1*





*"L'écrouissage a été le premier problème auquel s'est attaquée la théorie du glissement des dislocations et sera probablement le dernier à être résolu" (Cottrell 1953)*

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer l'écrouissage latent. La première consiste à solliciter une éprouvette monocristalline en glissement simple sur un système de glissement donné, à découper dans cette éprouvette une éprouvette plus petite orientée de façon différente et à solliciter alors cette nouvelle éprouvette sur un autre système (Franciosi et al., 1980). Le rapport entre les contraintes d'écoulement permet d'obtenir une variation du "ratio de durcissement latent" en fonction du glissement. La seconde méthode consiste à mesurer les variations de rotation du réseau cristallin de cristaux sollicités en traction et en glissement simple. Ces techniques ne sont pas équivalentes, puisque les éprouvettes sont soumises à des histoires de chargement différentes : dans la première méthode, seul un système est actif tout au long de l'expérience, tandis que dans la seconde méthode au moins deux systèmes sont simultanément actifs au point où les contraintes d'écoulement sont mesurées pour le système initial latent. Une troisième méthode consisterait à réaliser des chargements biaxiaux séquentiels afin d'activer un premier système lors de la première séquence, puis d'obtenir un second système actif et de comparer les cisssions d'écoulement, en se ramenant dans le même espace des contraintes; pour l'instant, les résultats obtenus après la traction puis la torsion d'un monocristal orienté selon [001] (annexe A3) sont difficiles à interpréter en termes d'écrouissage latent.

Pour décrire les résultats expérimentaux quantitativement, supposons que l'on ait la relation d'écrouissage indépendante du temps suivante :

$$\dot{\tau}_c^r = \sum_s H_{rs} \dot{\gamma}^s \quad \text{A5.1}$$

où  $\tau_c^r$  est la cisssion résolue critique sur le système r, et  $[H_{rs}]$  la matrice d'interaction. Les termes de la diagonale caractérisent l'auto-écrouissage et les termes hors diagonale l'écrouissage latent. Dans ses travaux sur les polycristaux, Taylor (1938) suppose que les taux de durcissement latent sont égaux aux taux d'auto-écrouissage, soit  $H_{rs} = h \forall (r,s)$ , c'est-à-dire que l'écrouissage est "isotrope". Cette relation est évidemment une relation approchée, puisque les expériences ont montré depuis que le taux d'écrouissage latent pouvait être plus important que le taux d'auto-écrouissage.

Ainsi Kocks (1970) propose de choisir des valeurs du rapport (taux de durcissement latent / auto-durcissement) égales à 1.0 pour les systèmes de glissement coplanaires, et comprises entre 1.0 et 1.4 pour les systèmes non coplanaires. Les travaux de Franciosi (Franciosi et al., 1980) ont confirmé ces tendances, bien que l'évolution des ratios de durcissement avec la déformation trouvée soit plus complexe : les taux de durcissement latent commencent par augmenter de 1.0 à des valeurs de 1.6 à 2.2 pour l'aluminium et de 1.0 à des valeurs deux fois plus fortes pour le cuivre. Les valeurs maximales sont obtenues à des niveaux de déformation de 0.2%. Ensuite, ces ratios diminuent rapidement pour tendre vers des valeurs de 1.3 et 1.5 respectivement pour l'aluminium et le cuivre.

Hong et Laird (1992) ont obtenu des valeurs du ratio de durcissement latent inférieures dans les alliages monocristallins (Al-16%Cu) par rapport au cuivre pur, du fait de la contribution d'une composante de friction créée par les différents éléments d'alliage.

De plus, les taux de durcissement latent mesurés lors des chargements cycliques sont inférieurs à ceux obtenus lors des sollicitations monotones (Jackson et Basinski, 1967).

En ce qui concerne les alliages monocristallins à base de nickel biphasés, peu de résultats expérimentaux sont publiés; Hoinard (1992) propose des termes d'écrouissage croisés supérieurs aux termes d'auto-écrouissage à l'intérieur d'un même groupe de systèmes de glissement - sachant qu'elle considère trois groupes, le glissement octaédrique "facile", le glissement octaédrique "difficile" et le glissement cubique -. Le ratio de durcissement latent mesuré entre le glissement octaédrique et le glissement cubique est également important. Ces résultats proviennent d'une interprétation des essais monotones à 650°C à l'aide de la relation A5.1.

On se propose de reprendre la méthodologie expérimentale, dégagée de son interprétation, utilisée par Hoinard (1992) sur des matériaux comparables à l'AM1, et de simuler les chargements appliqués à l'aide de la modélisation cristallographique de cette étude présentée au chapitre IV.2 .

## **A5.1. SIMULATIONS DES ESSAIS D'ECROUISSAGE LATENT.**

### **A5.1.1. CHARGEMENTS RÉALISÉS.**

Considérons tout d'abord le cas d'un élément de volume monocristallin orienté selon l'axe cristallographique [001] soumis à un chargement uniaxial monotone jusqu'à 2% de

déformation inélastique. Ensuite, un changement du repère de chargement est effectué afin de solliciter l'élément de volume selon une autre direction cristallographique; durant la seconde séquence, une traction selon l'orientation  $[1\bar{1}0]$  est réalisée à 1% de déformation inélastique. Après ce premier chargement séquentiel, les valeurs (contrainte, déformation) calculées à la deuxième séquence sont comparées à celles obtenues après la traction d'un monocristal orienté selon  $[1\bar{1}0]$  directement à 3% de déformation inélastique.

Un second test, analogue à celui décrit ci-dessus, est simulé en adoptant deux autres orientations cristallographiques : la direction  $[001]$  est testée lors de la première séquence, puis l'axe du chargement devient parallèle à une orientation cristallographique  $[111]$ . Ces procédures sont résumées dans le tableau A5.1:

	déformation inélastique	axe de sollicitation-test 1	axe de sollicitation-test 2
1 <sup>ère</sup> séquence	2% en 10s	$[001]$	$[001]$
2 <sup>ème</sup> séquence	1% en 10s	$[1\bar{1}0]$	$[111]$
3 <sup>ème</sup> séquence	3% en 20s	$[1\bar{1}0]$	$[111]$

Tableau A5.1 : les chargements appliqués lors des simulations d'écrouissage latent

### A5.1.2. MODÈLE UTILISÉ.

Le modèle utilisé a fait l'objet d'identifications sur éléments de volume à 650°C à partir d'essais cycliques uniaxiaux. Dans les coefficients proposés, reportés dans le tableau A5.3, on fixe les paramètres  $h_I$  afin de décrire les deux situations extrêmes :

1. non-interaction des systèmes de glissement différents entre eux, ce qui correspond à une matrice d'écrouissage unité (tableau A5.4a).
2. interaction  $h_I = 1$  entre les systèmes dont les plans de glissement sont différents; en particulier, l'auto-écrouissage est nul, ainsi que les interactions entre systèmes de glissement coplanaires (tableau A5.4b).

Vu l'état actuel des connaissances sur l'écrouissage latent dans les alliages monocristallins à base de nickel biphasés, le raisonnement basé sur les assertions "il y a interaction entre les systèmes  $s$  et  $r$ , alors  $h_{rs} = 1$ , sinon  $h_{rs} = 0$ " est retenu ici pour appréhender l'influence de la matrice d'interaction.

$c_{11}(\text{GPa})$	$c_{12}(\text{GPa})$	$c_{44}(\text{GPa})$
244	170	104

Tableau A5.2 : Coefficients d'élasticité de l'AM1 à 650°C.

Systèmes	$c(\text{MPa})$	$d$	$\phi$	$r_0(\text{MPa})$	$Q(\text{MPa})$	$b$	$x_0(\text{MPa})$	$K(\text{S.I.})$	$n$
Octaédriques	21000	1100	1	382	8	2420	24	100	10
Cubiques	50000	1000	1	387	-6	2430	-6	100	10

Tableau A5.3 : Coefficients inélastiques de l'AM1 à 650°C.

Systèmes	auto-écrouissage	coplanaires	autres	cubiques/octa
Octaédriques	$h_1=1$	$h_2=0$	$h_3=h_4=h_5=h_6=0$	$h_9=0$
Cubiques	$h_1=1$	$h_7=0$	$h_8=0$	

Tableau A5.4a : Coefficients de la matrice d'interaction dans le cas 1.

Systèmes	auto-écrouissage	coplanaires	autres	cubiques/octa
Octaédriques	$h_1=0$	$h_2=0$	$h_3=h_4=h_5=h_6=1$	$h_9=1$
Cubiques	$h_1=0$	$h_7=0$	$h_8=1$	

Tableau A5.4b : Coefficients de la matrice d'interaction dans le cas 2.

Dans la pratique, les essais d'écrouissage latent sont réalisés en contrôle de charge car la déformation est difficile à mesurer lors de la première phase, qui est en général une compression. Cette procédure a été suivie dans les simulations : on charge en contrainte en s'assurant au préalable sur des tractions simples que les niveaux de déformation inélastiques désirés, 2%, 1% puis 3%, sont correctement atteints. Le chargement est défini par :

$$\sigma_{33} = \sigma_{\text{appliquée}}$$

$$\forall (i,j) \quad \sigma_{ij} = 0$$

Avant de présenter les résultats des calculs effectués, le choix des différents repères doit être précisé car l'axe de sollicitation tourne dans le repère cristallographique en cours de chargement. On distingue le repère de chargement, le repère de calcul et le repère de dépouillement. Soient R1 le repère géométrique lié à l'éprouvette de traction, et R2 le repère lié au monocristal réusiné pour la deuxième séquence de chargement, le calcul des contraintes et des déformations se fait dans R1. Pour la deuxième phase du chargement, il suffit d'exprimer dans R1 les variables de chargement (en l'occurrence la déformation totale) connues dans R2. La composante  $\sigma_{33}$  de chargement uniaxiale dans R2 se transforme en un tenseur plein de 9 composantes dans R1. Le calcul s'effectue pour les deux séquences dans R1. Le dépouillement des grandeurs s'effectue dans R1 pour la première séquence, et dans R2 pour la seconde, à l'aide d'un changement de base R1->R2.

Le calcul et le dépouillement des grandeurs s'effectue directement dans R2 pour la troisième séquence.

### A5.1.3. RÉSULTATS.

On compare les contraintes atteintes à l'issue de la seconde séquence, où le monocristal s'est déformé au total de 3% de déformation inélastique, et de la troisième séquence, dans le repère R2.

Les résultats sont présentés d'abord pour le test 1 et on compare les grandeurs calculées en fonction des coefficients de la matrice d'interaction. Le test 1 permet de tester les interactions des systèmes octaédriques entre-eux. Dans le cas de non-interaction, où l'écrouissage sur un système ne fait pas évoluer la cission critique sur un autre, on retrouve les mêmes systèmes activés pour  $[1\bar{1}0]$  avec ou sans prédéformation (tableau A5.5). A l'issue de la deuxième séquence, on retrouve aussi les systèmes B4, B2, C3 et C1 plastifiés lors de la prédéformation. Les contraintes atteintes sont similaires (figure A5.1). On reporte les points expérimentaux obtenus par Hoinard (1992) sur le CMSX2 testé à 650°C : une précompression est appliquée à une éprouvette à section rectangulaire orientée selon  $[001]$  jusqu'à environ 2% de déformation plastique (dans cet essai, il faut préciser que la déformation n'est pas mesurée directement par un capteur mais déduite du déplacement de la traverse). Ensuite, une éprouvette de traction est usinée dans la première, de telle sorte que son axe coïncide avec un axe cristallographique  $[110]$ , puis sollicitée à 650°C. On reporte sur la figure A5.1 la courbe de traction expérimentale. L'expérience donne des contraintes inférieures à celles obtenues par le calcul.

Systèmes activés	(111)		(1 $\bar{1}$ 1)		(1 $\bar{1}$ 1)		(1 $\bar{1}$ 1)	
	[101]	[011]	[101]	[011]	[011]	[110]	[101]	[011]
glissements cumulés	$\gamma_{B4}$	$\gamma_{B2}$	$\gamma_{D4}$	$\gamma_{D1}$	$\gamma_{A2}$	$\gamma_{A6}$	$\gamma_{C3}$	$\gamma_{C1}$
2% suivant [001]	0,6158 %		0,6158%		0,6158 %		0,6158 %	
puis 1% suivant [1 $\bar{1}$ 0]	0,6158 %		1,1955 %		1,1955 %		0,6158 %	
3% suivant [1 $\bar{1}$ 0]	0		1,760 %		1,760 %		0	

**Tableau A5.5 : Systèmes activés et glissements correspondants pour une simulation d'écrouissage latent : seuls les coefficients d'auto-écrouissage sont non nuls.**

Lorsque les interactions entre systèmes de plan de glissement différents deviennent prépondérantes, la cisssion critique par exemple du système D4 augmente d'un terme  $\sum_{s=1}^N h_{4s} \cdot Q_1$  soit  $8Q_1$ ; pour imposer 1% de déformation inélastique après la prédéformation avec les mêmes systèmes activés que précédemment (tableau A5.6), la modélisation requiert un niveau de contraintes plus élevé, et les glissements cumulés sur les systèmes D4, D1, et A3 sont plus importants.

Systèmes activés	{111}		{111}		{111}		{111}	
	<110>	<110>	<110>	<110>	<110>	<110>	<110>	<110>
glissements cumulés	$\gamma_{B4}$	$\gamma_{B2}$	$\gamma_{D4}$	$\gamma_{D1}$	$\gamma_{A2}$	$\gamma_{A3}$	$\gamma_{C3}$	$\gamma_{C1}$
2% suivant [001]	0,6251 %		0,6251 %		0,6251 %		0,6251 %	
puis 1% suivant [1 $\bar{1}$ 0]	0,6251 %		2,5224 %		2,5224 %		0,6251 %	
3% suivant [1 $\bar{1}$ 0]	0		1,8439%		1,8439 %		0	

**Tableau A5.6 : Systèmes activés et glissements correspondants pour une simulation d'écrouissage latent : seuls les coefficients d'auto-écrouissage et coplanaires sont nuls.**

Au total, à l'issue de la seconde séquence, la contrainte vaut 1125 MPa contre 1175 MPa après le chargement directement à 3% suivant [110] (figure A5.1), sur le cas 1. Par contre, un effet est enregistré pour le second cas et l'écart entre les contraintes à l'issue des séquences 2 et 3 s'élève à 150 MPa. Les points expérimentaux (Hoinard, 1992), sur le CMX2, se situent en-dessous de ces valeurs.

Les interactions entre systèmes octaédriques et cubiques interviennent dans le second test, où, après une prédéformation selon [001], qui active 8 systèmes {111}, une traction est réalisée selon [111]. Pour les deux cas extrêmes d'interactions, le nombre et la nature des systèmes activés ne change pas, que l'on tire sur [111] directement ou avec une prédéformation (tableaux A5.7 et A5.8). Il n'y a pas de répercussion sur les contraintes atteintes comme le montre la figure IV.3.

Systèmes activés	8 {111} <110>	(001)		(010)		(100)	
		$[\bar{1}10]$	[110]	[011]	$[0\bar{1}1]$	$[\bar{1}01]$	[101]
glissements cumulés	$\gamma_{B4}$ à $\gamma_{C1}$	$\gamma_{E5}$	$\gamma_{E6}$	$\gamma_{F1}$	$\gamma_{F2}$	$\gamma_{G4}$	$\gamma_{G3}$
2% suivant [001]	0,6158 %	0	0	0	0	0	0
puis 1% suivant [111]	0,6158 %	0	0,7255 %	0	0,7255 %	0	0,7255 %
3% suivant [111]	0	0	2,1041 %	0	2,1041 %	0	2,1041 %

**Tableau A5.7 : Systèmes activés et glissements correspondants pour une simulation d'écrouissage latent : seuls les coefficients d'auto-écrouissage sont non nuls.**

Systèmes activés	8 {111} <110>	(001)		(010)		(100)	
		$[\bar{1}10]$	[110]	[011]	$[0\bar{1}1]$	$[\bar{1}01]$	[101]
glissements cumulés	$\gamma_{B4}$ à $\gamma_{C1}$	$\gamma_{E5}$	$\gamma_{E6}$	$\gamma_{F1}$	$\gamma_{F2}$	$\gamma_{G4}$	$\gamma_{G3}$
2% suivant [001]	0,6158 %	0	0	0	0	0	0
puis 1% suivant [111]	0,6158 %	0	0,7607 %	0	0,7607 %	0	0,7607 %
3% suivant [111]	0	0	2,2332 %	0	2,2332 %	0	2,2332 %

**Tableau A5.8 : Systèmes activés et glissements correspondants pour une simulation d'écrouissage latent : seuls les coefficients d'auto-écrouissage et coplanaires sont nuls.**

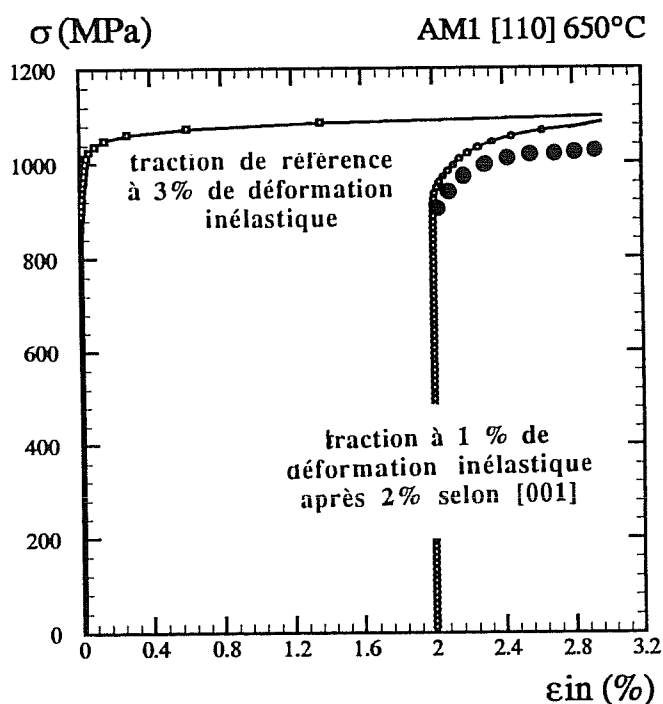


## **A5.2. CONCLUSIONS.**

Des simulations de principe ont été réalisées avec un jeu de coefficients identifiés sur l'AM1 à 650°C. Seuls les paramètres d'écrouissage de la matrice d'interaction ont été modifiés pour tester deux situations extrêmes : la non-interaction entre systèmes, et l'interaction croisée entre systèmes (l'auto-écrouissage et les termes relatifs aux systèmes coplanaires sont nuls).

Les calculs montrent qu'une prédéformation, qui plastifie 8 systèmes octaédriques équivalents, n'a aucun rôle sur le nombre et la nature des systèmes activés par la suite; et quels que soient les termes d'interaction, l'influence sur la contrainte est faible. Ceci montre qu'avec les valeurs réelles du coefficient  $Q_I$ , qui quantifie l'importance de l'écrouissage des autres systèmes de glissement sur le système considéré, il est difficile de simuler une participation importante de l'écrouissage latent à l'écrouissage isotrope. Ce qui revient à dire que pour l'AM1 sollicité en fatigue à 650°C, le domaine d'élasticité initial évolue peu avec les interactions croisées, et qu'on peut négliger la contribution de l'écrouissage latent tel qu'il est formulé dans ce modèle.

## Cas 1



## Cas 2

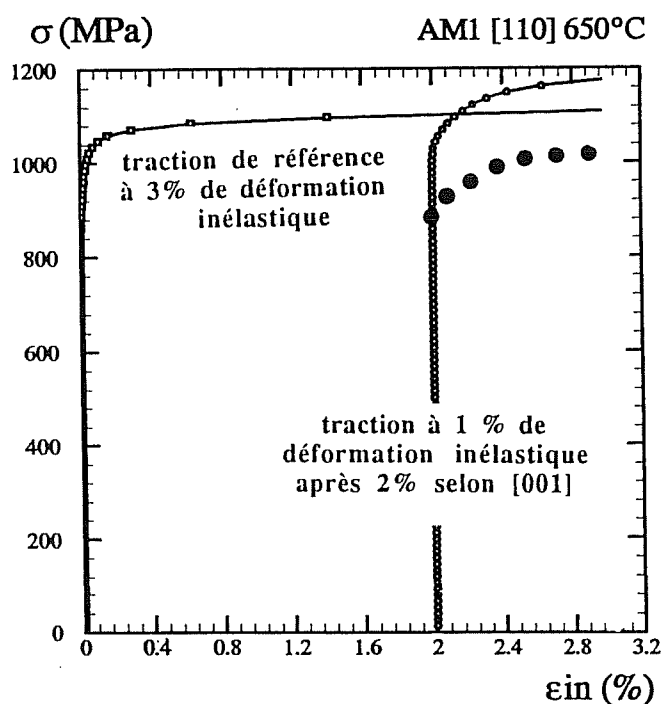
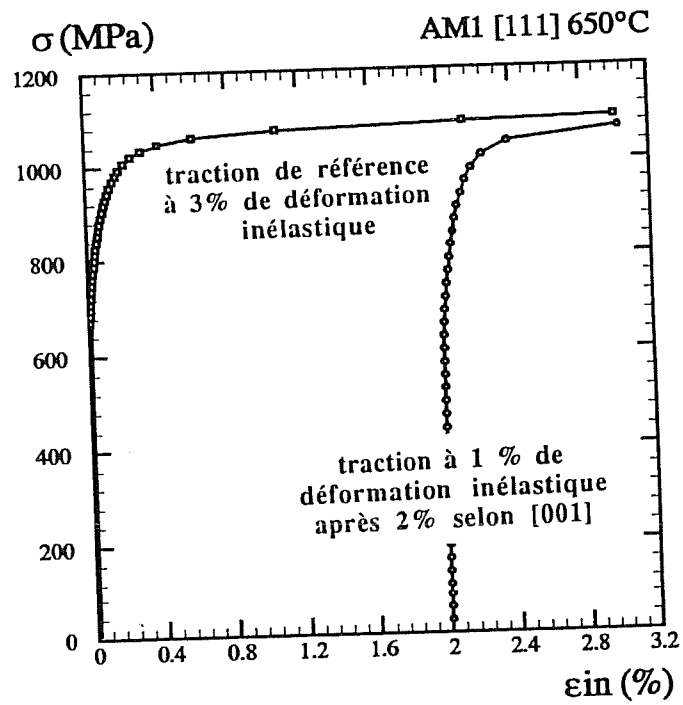


Figure A5.1 : Simulations montrant l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation inélastique pour une orientation [110] dans les deux cas 1 et 2 (correspondant aux tableaux A5.4a et A5.4b)

●●●● points expérimentaux sur une direction [110] (orientation réelle inconnue) de CMSX2 ayant subi une précompression de 2% suivant [001] (Hoinard, 1992)

Cas 1



Cas 2

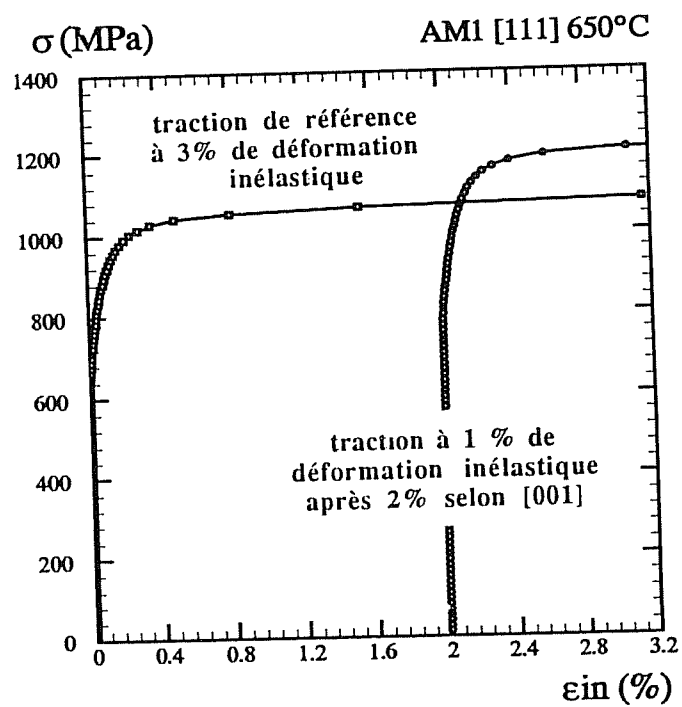


Figure A5.2 : Simulations montrant l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation inélastique pour une orientation [111] dans les deux cas 1 et 2 (correspondant aux tableaux A5.4a et A5.4b)

*ANNEXE A6*

*TEST SUR LES  
CONDITIONS DE  
CHARGEMENT*



Afin de se rapprocher des conditions expérimentales de chargement où les têtes de l'éprouvette, vissées dans les lignes d'amarrage, ne peuvent se déplacer librement, on considère que le chargement réel se situe entre le deux cas suivants :

1. **chargement avec rotations bloquées** : la déformation axiale  $\epsilon_{33}$  est imposée et les déformations  $\epsilon_{23}$  et  $\epsilon_{31}$  sont nulles;
2. **chargement avec rotations libres** : la déformation axiale  $\epsilon_{33}$  est imposée et les composantes du tenseur des contraintes  $\sigma_{23}$  et  $\sigma_{31}$  sont nulles.

On présente des simulations réalisées sur l'AM1 à 650°C dans ces deux conditions de chargement avec le jeu de coefficients reporté au tableau III.7b (paragraphe III.4.2). Pour les éprouvettes dont l'orientation ne présente pas de haute symétrie, on s'attend à ce que les conditions aux limites empêchent le cristal de se déformer comme bon lui semble. Le fût de l'éprouvette X1925A orientée selon [213] prend des formes complexes alors que les autres orientations ne présentent pas cette particularité. On teste donc les deux chargements sur le monocristal orienté selon [213].

La figure A6.1 donne une vue de la réponse mécanique obtenue avec les deux chargements. Un écart de 4% sur la contrainte maximale atteinte est observé. Comme on travaille à déformation totale axiale imposée, on enregistre un écart sur la déformation viscoplastique macroscopique simulée de 18% .

Le problème évoqué ici ne concerne que l'orientation [213], qui ne fait pas partie des éprouvettes choisies pour l'identification des paramètres du modèle. Dans la suite, les simulations présentées sont réalisées dans des conditions de rotations libres.



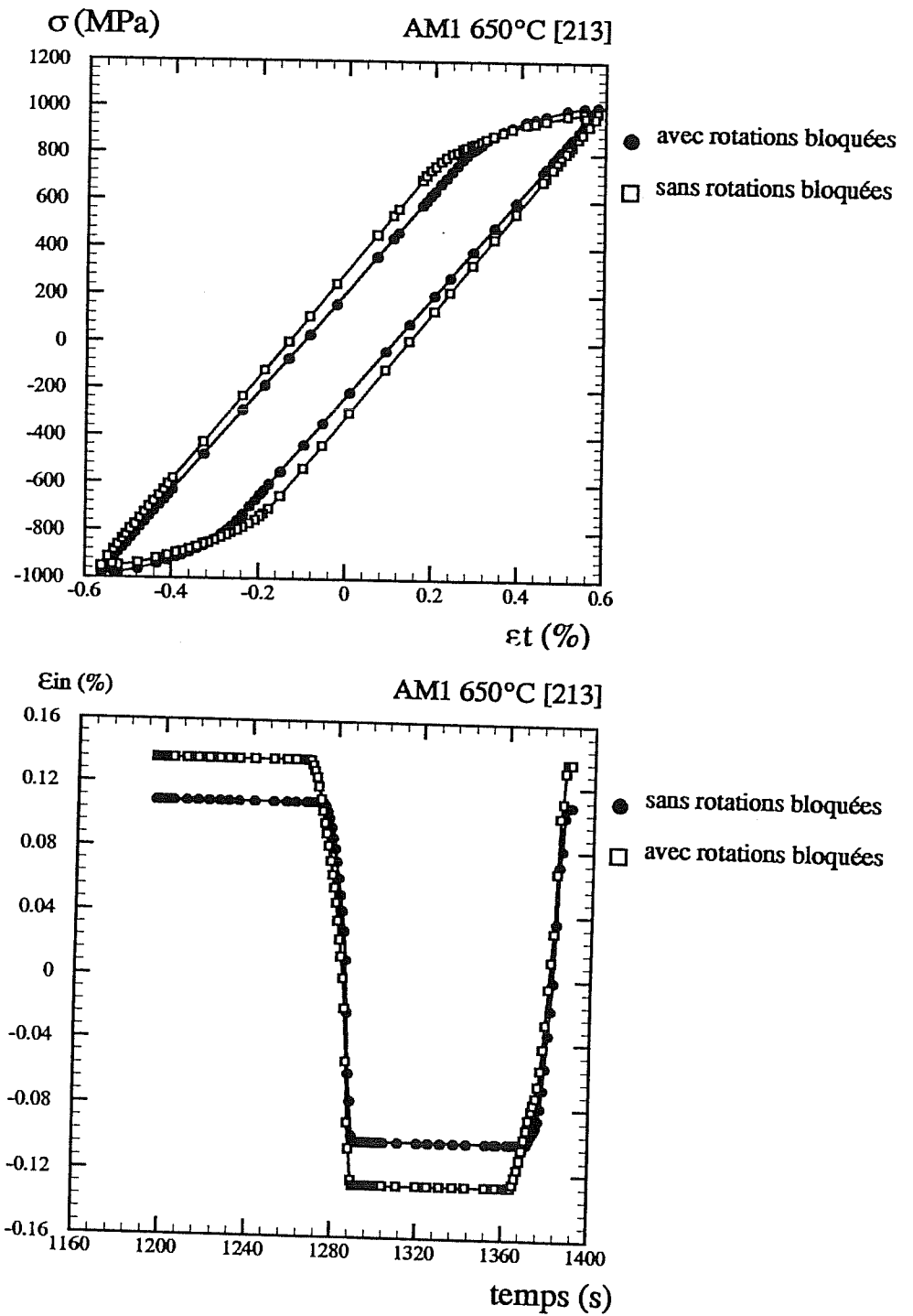


Figure A6.1 : Simulations montrant l'influence des conditions de chargement sur la réponse de l'AM1 orienté selon [213] à 650°C.





*ANNEXE A7*

*RESULTATS*  
*ISOTHERMES*  
*COMPLEMENTAIRES*



Dans un premier temps, des données sur l'AM1 provenant de SNECMA (De Bussac, Poubanne, 1992) ont permis d'obtenir des jeux de coefficients en isotherme à d'autres températures que celles étudiées ici : outre les températures basses de 20°C et 650°C, le comportement à plus haute température est décrit tous les 50°C de 800°C à 1150°C, selon la stratégie de cette étude pour des monocristaux orientés selon [001] et [111]. Le jeu final de coefficients matériau complète, à d'autres températures d'identification, le jeu proposé au paragraphe III.3.2. Le tableau A7.1 reporte les valeurs de ces coefficients aux dix températures d'identification.

Des simulations ont été réalisées aux dix températures d'identification sur des monocristaux orientés selon [001] et [111] et à plusieurs vitesses de sollicitations. On choisit de représenter dans chaque cas l'évolution de l'amplitude de contrainte en fonction de l'amplitude de déformation inélastique simulée; les points expérimentaux issus des essais cycliques y sont également représentés.

La figure A7.1 reporte le cas de l'orientation [001] et les courbes d'écrouissage cyclique pour des éprouvettes d'AM1 d'orientation proches de [111] sont reportées à la figure A7.2; compte tenu du problème des instabilités de déformation évoqué à 20°C pour l'orientation [001], le 5<sup>ème</sup> cycle est pris en compte pour esquisser une courbe d'écrouissage cyclique expérimentale. Pour les autres températures, il s'agit du cycle expérimental stabilisé. On rassemble les résultats obtenus à deux vitesses de sollicitation. Bien sûr, à chaque température correspond une éprouvette différente mais par ailleurs l'étude expérimentale à 950°C (paragraphe III.3.1) a montré la faible dispersion des résultats autour de [001] et [111]. Dans les deux cas, le jeu de coefficients complet permet de décrire de façon satisfaisante le comportement cyclique de l'AM1 de 20°C à 1150°C (jusqu'à 1100°C seulement pour [111]).

T°C	20	650	800	850	900	950	1000	1050	1100	1150
$C_{11}$ (GPa)	296	244	242	272	254	261	258	250	320	/
$C_{12}$ (GPa)	204	170	173	204	189	198	198	192	264	/
$C_{44}$ (GPa)	125	104	99	97	95	93	90	88	86	/
$n_1 = n_2$	15	15	10	7	5,5	5	4,5	4,3	4,1	4
$K_1$ (MPa, s)	88	88	367	580	608	517	372	431	490	329
$R_1$ (MPa)	245	204	143	94	82	69	61	45	29	12
$C_1$ (MPa)	734850	3331320	666265	376320	360640	215600	176400	148610	99615	72520
$d_1$	3266	16330	3266	1960	1960	1960	1960	2123	1633	1960
$X_m^1$ (MPa)	24	24	14	12	10	4	2	0	0	0
$K_2$ (MPa, s)	96	96	439	669	653	707	509	307	359	/
$R_2$ (MPa)	377	170	94	71	59	47	47	47	47	/
$C_2$ (MPa)	186780	500555	250280	135760	113120	90480	112002	93324	3990	/
$d_2$	566	2121	2121	1697	1414	1131	1697	1414	849	/
$X_m^2$ (MPa)	-6	-6	0	0	0	0	0	0	0	

Tableau A7.1 : Les coefficients de l'AM1 pour la modélisation cristallographique sur la gamme de températures 20°C - 1150°C.

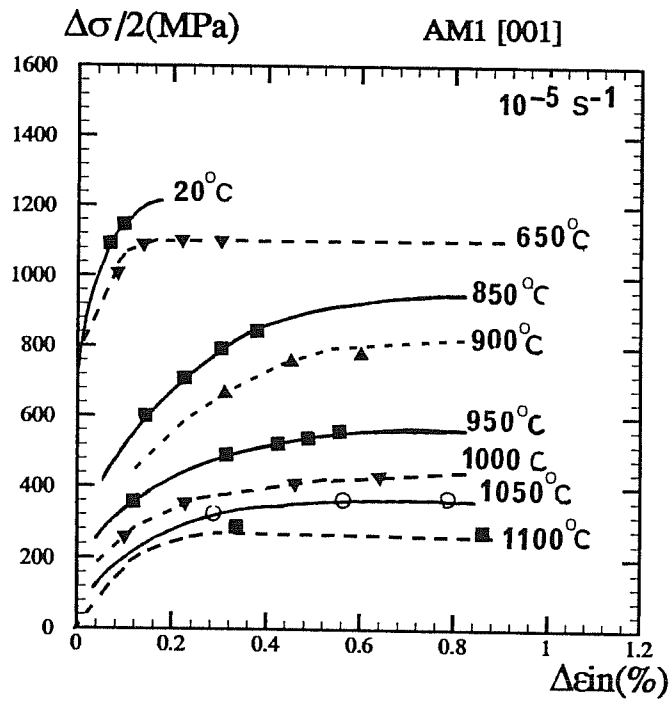
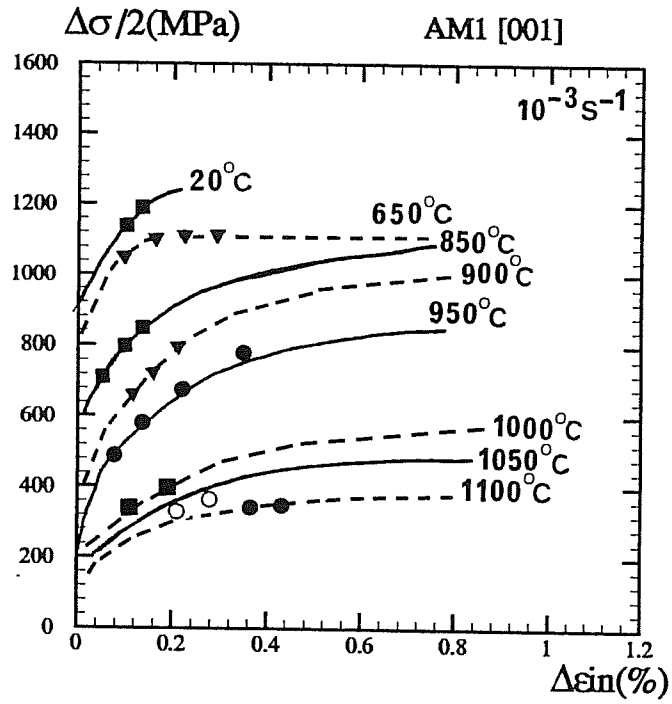


Figure A7.1 : Simulations des courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 sur la gamme de températures 20°C-1100°C pour l'AM1 orienté selon [001] à plusieurs vitesses de sollicitation, et comparaison avec l'expérience. (en symboles).

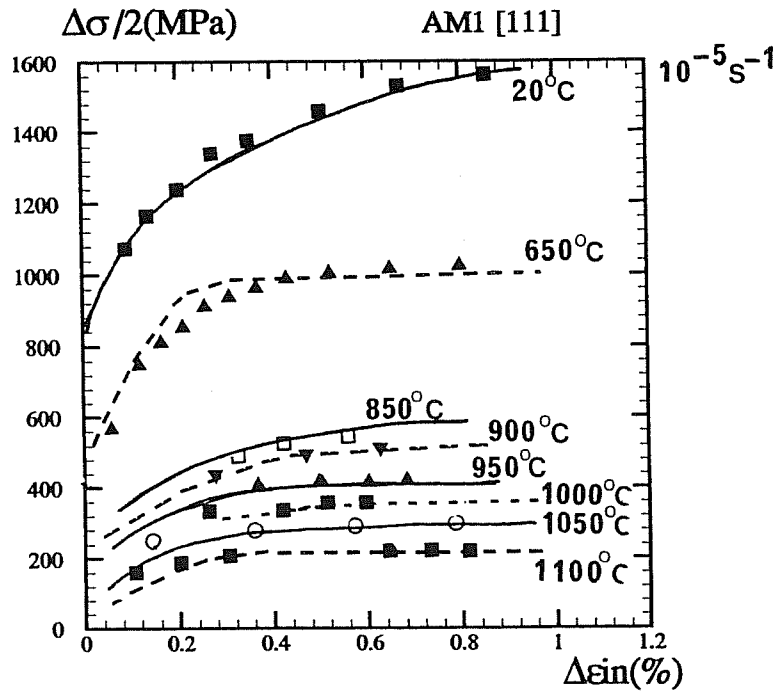
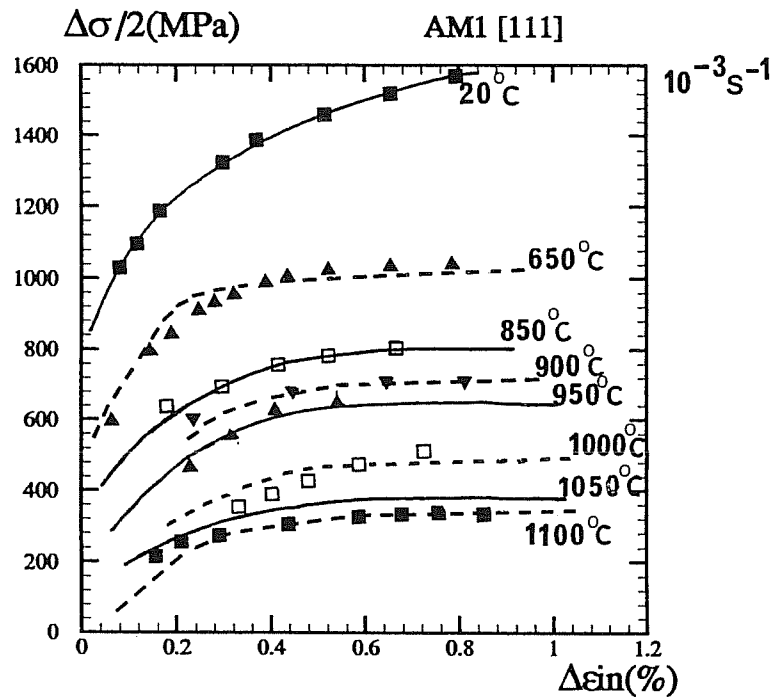


Figure A7.2 : Simulations des courbes d'écrouissage cyclique de l'AM1 sur la gamme de températures 20°C-1100°C pour l'AM1 orienté selon [111] à plusieurs vitesses de sollicitation, et comparaison avec l'expérience (en symboles).